ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ УЧЕБНИК ФИЗИКИ

в трёх томах

под редакцией академика
Г.С. Ландсберга

III

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ
ОПТИКА
АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®

УДК 53(075.8)
ББК 22.3
Э 45

Элементарный учебник физики: Учеб. пособие В 3 т. Т. 3. **Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика** / Под ред. Г.С. Ландсберга. — 13-е изд., — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 656 с. — ISBN 978-5-9221-0351-0.

Один из лучших курсов элементарной физики, завоевавший огромную популярность. Достоинством курса является глубина изложения физической физической стороны процессов и явлений в природе и технике. 12-е изд. — 2000 г.

Для старшеклассников и учителей общеобразовательных и средних специальных заведений, а также лиц, занимающихся самообразованием и готовящихся к поступлению в ВУЗ.

Табл. 14. Ил. 430.

ISBN 978-5-9221-0351-0

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к первому изданию

В третьем томе «Элементарного учебника физики» сосредоточены все вопросы, связанные с учением о колебаниях и волнах. Механические колебания и упругие волны заканчиваются рассмотрением вопросов акустики. Главы об электромагнитных колебаниях и волнах естественно приводят к рассмотрению важнейших применений этого круга проблем — к изложению основ радиофизики и радиотехники, начиная с изобретения радио А. С. Поповым, и к идее об электромагнитной природе света и изложению основ оптики волновой (физической) и лучевой (геометрической). Том заканчивается очерком явлений, связанных с современной теорией атома. Как и в предыдущих томах, в книге помещено довольно много задач, решение которых является важным моментом в усвоении материала учебника.

Главы, касающиеся механических и электромагнитных колебаний и вопросов акустики и радиофизики, написаны С. М. Рытовым. Геометрическая оптика написана М. М. Сущинским (при участии И. А. Яковлева), физическая оптика — Ф. С. Ландсберг-Барышанской, а раздел «Атомная и ядерная физика» — Ф. Л. Шапиро.

Как и в предшествующих томах, мы стремились к тому, чтобы учащийся понял физическую сущность излагаемых явлений. Математические выкладки и в этом томе занимают малое место. Число вопросов, выходящих за пределы программы средней школы, очень ограничено. Но в стремлении сделать излагаемое вполне ясным мы рассматривали многие вопросы с большей полнотой, чем обычно это делается в учебниках средней школы. Следует отметить также, что изложение явлений атомной и ядерной физики затрагивает больший круг вопросов, чем это делают в школьном преподавании. Допуская такое расширение, мы исходили из мысли о необходимости осветить эти вопросы достаточно полно, имея в виду наиболее интересующихся. С другой стороны, в этих разделах трудно вполне последовательно разъяснить все затронутые проблемы, так что этот раздел книги носит характер учебника в меньшей степени, чем остальные. Мы надеемся, однако, что он сможет способствовать

пробуждению серьезного интереса учащихся к этим важнейшим проблемам современной физики.

Настоящим томом заканчивается «Элементарный учебник физики». В составлении учебника приняло участие свыше десяти авторов. Это обстоятельство делало работу редактора особенно трудной и ответственной, ибо при полной согласованности относительно общих принципов, положенных в основу учебника, разнообразие подхода и манеры изложения у различных авторов неизбежно было очень велико. Несомненно, что, несмотря на все усилия редактора, это разнообразие отозвалось на характере изложения в большей степени, чем это, вероятно, желательно для учебника. Однако возможность опираться на широкий авторский коллектив представляет большие преимущества, позволяя воспользоваться сотрудничеством разнообразных специалистов, глубоко знающих сущность рассматриваемых проблем и трудности их изложения.

Поэтому я надеюсь, что, несмотря на все недостатки, этот труд принесет пользу нашей учащейся молодежи и будет способствовать повышению уровня понимания физических вопросов, а в связи с этим и повышению сознательного интереса к нашей науке. Выражением этой надежды я и позволю себе закончить многолетний труд, положенный на составление «Элементарного учебника физики».

Москва, март 1952 г. *Гр. Ландсберг*

Р А З Д Е Л П Е Р В Ы Й
КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Глава I. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ. МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

§ 1. Периодические движения. Период. Среди всевозможных совершающихся вокруг нас механических движений часто встречаются п о в т о р я ю щ и е с я движения. Любое равномерное вращение является повторяющимся движением: при каждом обороте всякая точка равномерно вращающегося тела проходит те же положения, что и при предыдущем обороте, причем в такой же последовательности и с теми же скоростями. Если мы посмотрим, как раскачиваются от ветра ветви и стволы деревьев, как качается на волнах корабль, как ходит маятник часов, как движутся взад и вперед поршни и шатуны паровой машины или дизеля, как скачет вверх и вниз игла швейной машины; если мы будем наблюдать чередование морских приливов и отливов, перестановку ног и размахивание руками при ходьбе и беге, биения сердца или пульса, то во всех этих движениях мы заметим одну и ту же черту — многократное повторение одного и того же цикла движений.

В действительности не всегда и не при всяких условиях повторение совершенно одинаково. В одних случаях каждый новый цикл очень точно повторяет предыдущий (качания маятника, движения частей машины, работающей с постоянной скоростью), в других случаях различие между следующими друг за другом циклами может быть заметным (приливы и отливы, качания ветвей, движения частей машины при ее пуске или остановке). Отклонения от совершенно точного повторения очень часто настолько малы, что ими можно пренебречь и считать движение повторяющимся вполне точно, т. е. считать его п е р и о д и ч е с к и м.

Периодическим называется повторяющееся движение, у которого каждый цикл в точности воспроизводит любой другой цикл.

Продолжительность одного цикла называется *периодом*.

Очевидно, период равномерного вращения равен продолжительности одного оборота.

§ 2. Колебательные системы. Свободные колебания. В природе, и особенно в технике, чрезвычайно большую роль играют тела и устройства, которые сами по себе способны совершать периодические движения. «Сами по себе» — это значит: не будучи принуждаемы к этому действием периодических внешних сил. Такие колебания называют поэтому *свободными* колебаниями в отличие от *вынужденных*, протекающих под действием периодически меняющихся внешних сил.

Если, например, периодически толкать дверь и тянуть ее обратно, то она будет открываться и закрываться, т. е. будет совершать периодическое вынужденное движение. Но сама по себе она не может двигаться периодически: если дверь толкнуть и предоставить самой себе, то движение не будет повторяющимся. Иное дело, если толкнуть или отклонить от вертикали висящий на веревке груз. Он начнет к а ч а т ь с я, т. е. будет сам по себе совершать периодическое движение. Это и будут свободные колебания. Подобно этому в результате первоначального толчка будет периодически колебаться вода в стакане, груз, подвешенный на пружине, вагон или автомобиль на своих рессорах, качели, зажатая одним концом металлическая пластинка, натянутая струна, стрелка компаса и т. д. (рис. 1).

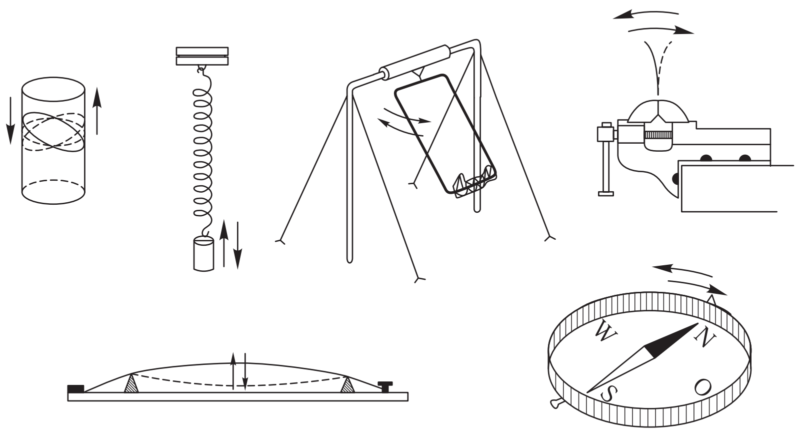


Рис. 1. Примеры свободных колебаний

Все такие тела или совокупности тел, которые сами по себе могут совершать периодические движения, или колебания, называются *колебательными системами*. Как сказано, колебания,

совершающиеся в этих системах без воздействия внешних сил, являются свободными.

С колебательными системами приходится иметь дело не только в различных машинах и механизмах (в частности, часовых механизмах). Мы увидим далее, что колебательными системами является большинство источников звука, что распространение звука в воздухе возможно лишь потому, что сам воздух представляет собой своего рода колебательную систему. Более того, кроме механических колебательных систем, существуют электромагнитные колебательные системы, в которых могут совершаться электрические колебания, составляющие основу всей радиотехники. Наконец, имеется очень много смешанных — электромеханических — колебательных систем, используемых в самых различных технических областях.

Мы начнем наше изложение с изучения одной из простейших механических колебательных систем — маятника, при этом вплоть до § 12 мы будем иметь в виду свободные колебания.

§ 3. Маятник; кинематика его колебаний. *Маятником является всякое тело, подвешенное так, что его центр тяжести находится ниже точки подвеса.* Молоток, висящий на гвозде, весы, груз на веревке — все это колебательные системы, подобные маятнику стенных часов (рис. 2).

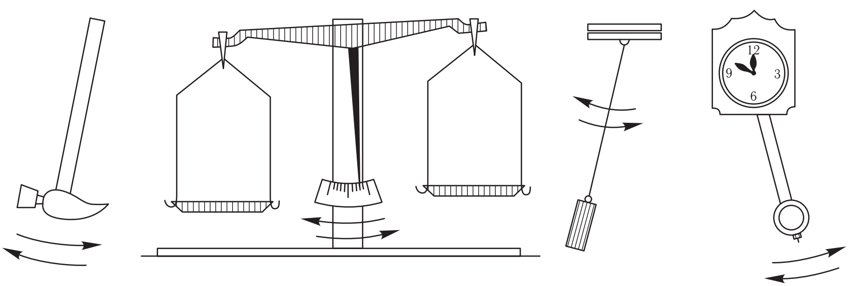


Рис. 2. Маятники

У всякой системы, способной совершать свободные колебания, имеется устойчивое положение равновесия. У маятника — это то положение, при котором центр тяжести находится на вертикали под точкой подвеса. Если мы выведем маятник из этого положения или толкнем его, то он начнет колебаться, отклоняясь то в одну, то в другую сторону от положения равновесия. Наибольшее отклонение от положения равновесия, до которого доходит маятник, называется *амплитудой* колебаний. Амплитуда определяется тем первоначальным отклонением

или толчком, которым маятник был приведен в движение. Это свойство — зависимость амплитуды от условий в начале движения — характерно не только для свободных колебаний маятника, но и вообще для свободных колебаний очень многих колебательных систем.

Прикрепим к маятнику волосок — кусочек тонкой проволочки или упругой нейлоновой нити — и будем двигать под этим волоском закопченную стеклянную пластинку, как показано на рис. 3. Если двигать пластинку с постоянной скоростью в направлении, перпендикулярном к плоскости колебаний, то волосок прочертит на пластинке волнистую линию (рис. 4). Мы имеем в этом опыте простейший *осциллограф* — так называются приборы для записи колебаний. Кривые, которые записывает осциллограф, называются *осциллограммами*. Таким образом, рис. 4 представляет собой осциллограмму колебаний маятника. Амплитуда колебаний изображается на этой осциллограмме отрезком AB, дающим наибольшее отклонение волнистой кривой от прямой линии ab, которую волосок прочертил бы на пластинке при неподвижном маятнике (покоящемся в положении равновесия). Период изображается отрезком CD, равным расстоянию, на которое передвигается пластинка за период маятника.

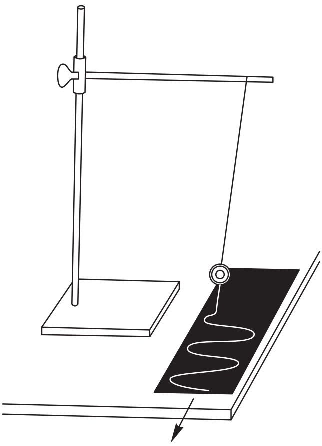


Рис. 3. Запись колебаний маятника на закопченной пластинке

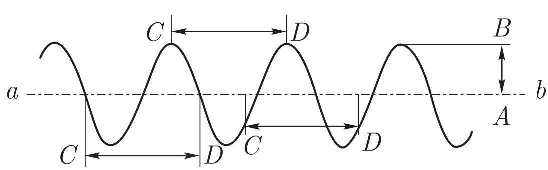


Рис. 4. Осциллограмма колебаний маятника: AB — амплитуда, CD — период

Так как мы двигаем закопченную пластинку равномерно, то всякое ее перемещение пропорционально времени, в течение которого оно совершалось. Мы можем сказать поэтому, что вдоль прямой ab в определенном масштабе (зависящем от скорости движения пластинки) отложено время. С другой стороны,

в направлении, перпендикулярном к ab, волосок отмечает на пластинке расстояния конца маятника от его положения равновесия, т. е. путь, пройденный концом маятника от этого положения [1]). Таким образом, *осциллограмма есть не что иное, как график движения — график зависимости пути от времени.*

Как мы знаем, наклон линии на таком графике изображает скорость движения (см. том I, § 19). Через положение равновесия маятник проходит с наибольшей скоростью. Соответственно этому и наклон волнистой линии на рис. 4 наибольший в тех точках, где она пересекает прямую ab. Наоборот, в моменты наибольших отклонений скорость маятника равна нулю. Соответственно этому и волнистая линия на рис. 4 в тех точках, где она наиболее удалена от ab, имеет касательную, параллельную ab, т. е. наклон, равный нулю.

§ 4. Колебания камертона. Мы уже отметили, что большинство источников звука является колебательными системами. Легко убедиться в том, что звучащий камертон колеблется, причем форма его колебаний такая же, как и у маятника.

В качестве осциллографа можно по-прежнему использовать закопченную пластинку, приклеив пишущий волосок к ножке камертона.

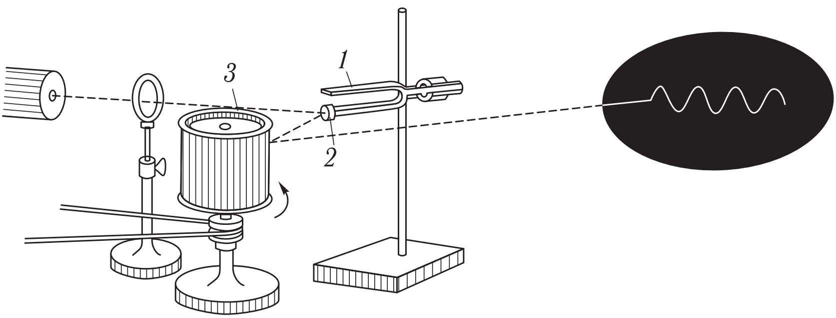


Рис. 5. Световой осциллограф с зеркальной разверткой

Но ввиду малости амплитуды и периода колебаний камертона с бóльшим удобством можно применить осциллограф со световым указателем («зайчиком») и зеркальной разверткой, описанный ранее (см. том II, § 152). На рис. 5 показано, как это сделать.

[1]) Точнее, это не путь, а смещение маятника от положения равновесия. На почти прямых отрезках между соседними крайними положениями кривая смещения совпадает с графиком пути и может быть использована для оценки скорости маятника.

К ножке камертона *1* приклеено легкое зеркальце *2*. Световой луч, отразившись от этого зеркальца и от зеркального барабана *3*, дает на стене светлое пятнышко (световой указатель). Если ударить камертон, то мы увидим, что пятнышко вытягивается в вертикальную полоску. Это происходит потому, что зеркальце *2* колеблется вместе с ножкой камертона.

Если теперь начать вращать барабан, то световому указателю будет сообщено горизонтальное перемещение, и полоска развернется в уже знакомую нам волнистую линию.

Амплитуда и период не дают полного представления о характере периодического движения. Можно представить себе чрезвычайно разнообразные периодические движения, имеющие одинаковые амплитуду и период, но совершенно различные по форме колебаний (по виду осциллограмм). Несколько примеров осциллограмм таких движений, представляющих колебания некоторых механических и электрических колебательных систем, показано на рис. 6.

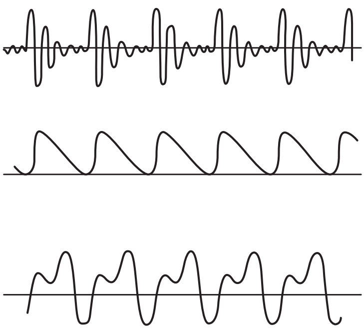


Рис. 6. Примеры колебаний одинакового периода, но разной формы

Однако среди разнообразных по форме колебаний колебания маятника или камертона имеют особенное значение. Форма этих колебаний характерна для очень большого числа колебательных систем. В частности, мы получим такую же осциллограмму, как и для маятника, если прикрепим пишущий волосок к колеблющейся металлической пластинке или к грузу, колеблющемуся на пружине. Ту же форму колебаний дает нам осциллограмма переменного тока (см. том II, § 153).

Поэтому необходимо подробнее ознакомиться с колебаниями указанной формы. В следующем параграфе мы увидим, что колебания такой формы, как у маятника, очень просто связаны с равномерным движением по окружности. Это даст нам и способ графического построения осциллограммы маятника.

§ 5. Гармоническое колебание. Частота. Прикрепим к равномерно вращающемуся диску шарик на стержне и осветим его сбоку (рис. 7). При вращении диска тень шарика будет колебаться на стене. Нетрудно построить графическое изображение этих колебаний. На рис. 8 отмечены и занумерованы 16 последова-

тельных положений шарика, взятых через каждую 1/16 полного оборота. Теми же цифрами от 1 до 16 занумерованы положения тени на стене AB; эти точки получены путем опускания на прямую AB перпендикуляров из точек окружности. Именно так проецируется тень на стену, если шарик освещать пучком параллельных лучей.

Для того чтобы развернуть колебания проекции шарика подобно тому, как это делает зеркальный барабан, построим ряд равноотстоящих друг от друга прямых, параллельных AB. Последовательные положения проекции (тени) 1, 2, 3, ..., 16 мы будем теперь наносить не на одной и той же прямой, а на следующих друг за другом, как это показано в правой части рис. 8. Проведя через отмеченные таким способом точки непрерывную кривую, мы находим волнистую линию, указывающую

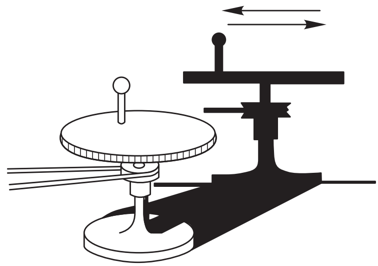


Рис. 7. Теневая проекция шарика, движущегося по окружности

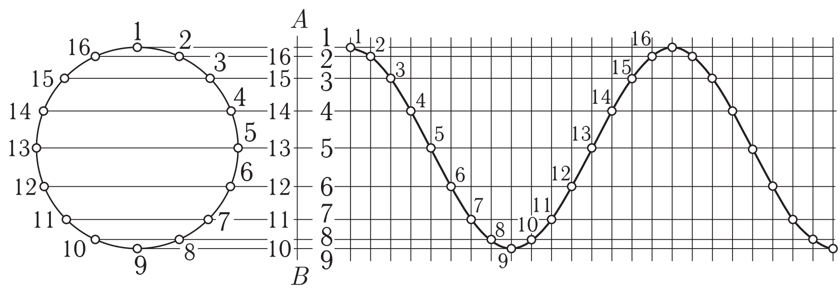


Рис. 8. Построение развертки гармонического колебания

последовательные положения тени шарика, т. е. график движения. Таким образом, мы получаем «осциллограмму» колебаний проекции шарика.

Колебание, какое совершает при равномерном движении точки по окружности проекция этой точки на какую-либо прямую, называется *гармоническим* (или простым) *колебанием*.

Гармоническое колебание является специальным, частным видом периодического колебания. Этот специальный вид колебания очень важен, так как он чрезвычайно часто встречается в самых различных колебательных системах. Колебание груза на пружине, камертона, маятника,

зажатой металлической пластинки как раз и является по своей форме гармоническим. Следует заметить, что при больших амплитудах колебания указанных систем имеют несколько более сложную форму, но они тем ближе к гармоническому, чем меньше амплитуда колебаний.

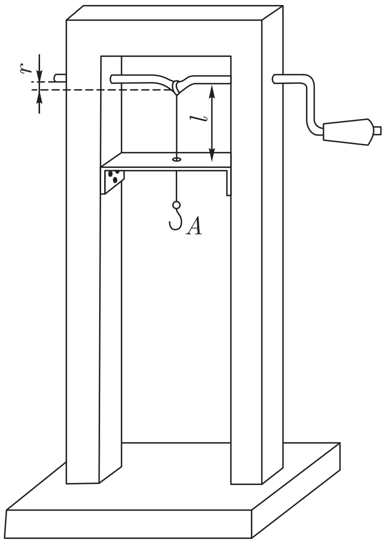


Рис. 9. Механизм для получения гармонического движения

Колебание, весьма близкое к гармоническому, можно осуществить при помощи механизма, показанного на рис. 9. При равномерном вращении ручки точка A натянутой нити периодически ходит вверх и вниз. Если длина l участка нити до отверстия велика по сравнению с прогибом вала r, то движение точки A будет очень близко к гармоническому колебанию. Мы воспользуемся этим простым устройством в дальнейшем.

Заметим, что в определении гармонического колебания речь идет о параллельной проекции, т. е. положения точки, движущейся по окружности, сносятся на прямую AB (рис. 8) посредством параллельных между собой перпендикуляров к AB.

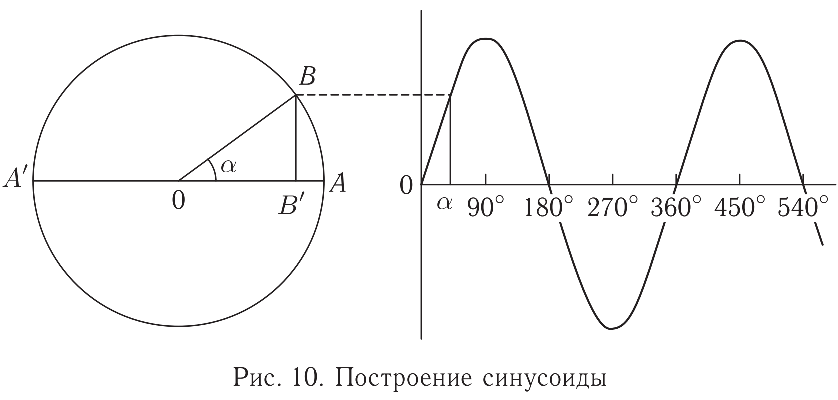


Рис. 10. Построение синусоиды

Если на горизонтальной оси откладывать центральный угол α (рис. 10), а на вертикальной — перпендикуляр BB', опущенный из конца вращающегося радиуса OB на неподвижный диа-

метр AA' (угол α отсчитывается от неподвижного радиуса OA), то получится кривая, называемая *синусоидой*. Для каждой абсциссы α ордината этой кривой BB' пропорциональна синусу угла α, так как

$$\sin\alpha = \frac{BB'}{OB}.$$

Сравнивая это построение с только что описанным построением развертки гармонического колебания, нетрудно усмотреть их полное тождество. Таким образом, «волнистая кривая», изображающая гармоническое колебание, есть синусоида. Поэтому очень часто гармоническое, или простое, колебание называют также *синусоидальным* колебанием.

Число циклов гармонического колебания, совершаемых за 1 с, называется *частотой* этого колебания. Если период маятника равен 1 с (секундный маятник), то за 1 с совершается один цикл и частота равна единице. Единицу частоты называют *герцем* (сокращенно Гц) — в честь немецкого физика Генриха Герца (1857–1894), получившего электрические колебания, о которых мы будем говорить ниже. Как обычно, приставки кило и мега обозначают в тысячу и в миллион раз более крупные единицы:

$$1\ \text{килогерц} = 1\,000\ \text{герц},$$
$$1\ \text{мегагерц} = 1\,000\,000\ \text{герц}.$$

Если период равен 5 с, то частота будет 1/5 Гц. Вообще, обозначая продолжительность периода, выраженную в секундах, через T, а частоту, выраженную в герцах, через ν, будем иметь

$$\nu = \frac{1}{T}.$$

Таким образом, для гармонического колебания период T определяет собой и частоту $\nu = 1/T$. Однако следует помнить, что такая связь между частотой и периодом характеризует только гармоническое (синусоидальное) колебание. У периодического колебания иной формы, негармонического, нет одной определенной частоты, хотя оно и имеет определенный период T. Мы увидим далее, чтó это значит (§ 17). Поэтому, когда мы говорим о колебании с определенной частотой, то при этом всегда понимается гармоническое колебание, а не периодическое движение произвольной формы.

В природе и в технике приходится встречаться с механическими колебаниями, частóты которых чрезвычайно различны. Например, маятник, который подвешен для демонстрации опыта

Фуко [1] под куполом Исаакиевского собора в Ленинграде, имеет период T около 20 с, т. е. частоту $\nu = 0{,}05$ Гц; частота колебаний железнодорожного вагона на его рессорах составляет около 1 Гц; камертоны могут колебаться с частотами от десятков герц до нескольких килогерц. Физики умеют получать так называемые ультразвуковые колебания (о них мы еще будем говорить ниже) с частотами, доходящими до нескольких десятков мегагерц. Колебания атомов внутри молекул происходят с частотами в миллионы мегагерц. Таким образом, диапазон частот механических колебаний очень широк.

Говоря в перечисленных примерах колебаний о частоте, мы тем самым утверждаем, что эти колебания гармонические.

§ 6. Сдвиг фаз. Могут ли чем-либо отличаться друг от друга два гармонических колебания, имеющих одинаковые амплитуды и частоты? Возьмем два одинаковых маятника и отклоним их в одну и ту же сторону на один и тот же угол от вертикали. Если теперь их отпустить, то мы получим два гармонических колебания с одинаковыми амплитудами и частотами. Казалось бы, никакого различия между ними быть не может.

Однако стоит нам отпустить маятники неодновременно, и мы сразу же увидим разницу: колебания будут сдвинуты по времени.

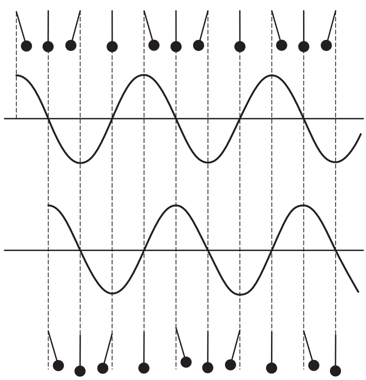


Рис. 11. Колебания маятников сдвинуты на четверть периода

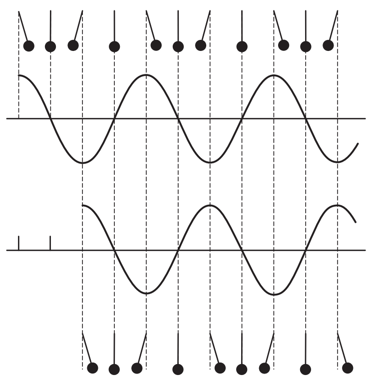


Рис. 12. Колебания маятников сдвинуты на полпериода

[1] Опыт Фуко позволяет обнаружить по повороту плоскости, в которой происходит качания маятника, суточное вращение Земли.

Отпустим сначала один маятник, а второй отпустим только тогда, когда первый будет проходить через положение равновесия, т. е. спустя четверть периода. С этим сдвигом по времени на четверть периода маятники и будут колебаться дальше (рис. 11).

Мы могли бы выждать полпериода от момента пуска первого маятника и тогда отпустить второй. Колебания были бы сдвинуты на полпериода: маятники одновременно проходят при этом через положения равновесия, но движутся все время в противоположные стороны; при наибольшем отклонении одного из них вправо другой сильнее всего отклонен влево, и наоборот (рис. 12).

Нетрудно получить такие сдвинутые по времени колебания в опыте с теневой проекцией. Если на равномерно вращающемся диске укреплены два шарика в двух диаметрально противоположных точках (рис. 13), то их тени будут колебаться со сдвигом в полпериода, т. е. будут все время двигаться в противоположные стороны, одновременно проходя через среднее положение. Для того чтобы получить сдвиг в четверть периода, надо расположить шарики под центральным углом 90° друг к другу (рис. 14). В этом случае одна тень проходит через среднее положение тогда, когда другая наиболее отклонена. Вообще колебания на тени будут сдвинуты на такую часть п е р и о д а, какую часть от полной окружности (360°) составляет у г о л между радиусами, на которых укреплены шарики.

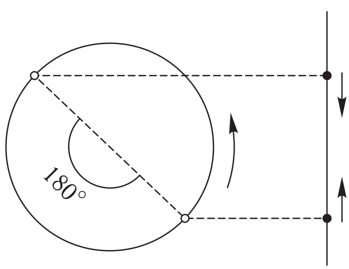


Рис. 13. Колебания теней сдвинуты по фазе на 180°

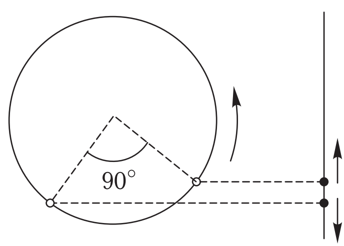


Рис. 14. Колебания теней сдвинуты по фазе на 90°

Про колебания одинаковой частоты, но смещенные по времени, говорят, что они с д в и н у т ы п о ф а з е. Смещение по времени выражается в долях периода, а с д в и г, или р а з н о с т ь, ф а з — в угловых единицах (градусах или радианах).

Если второе колебание запаздывает по сравнению с первым на 1/8 периода, то это значит, что оно о т с т а е т п о ф а з е на $360° \cdot 1/8 = 45°$, или сдвинуто по фазе на $-45°$. Если же второе

колебание опережает первое на $1/8$ периода, то говорят, что оно опережает его по фазе на 45°, или сдвинуто по фазе на $+45^\circ$.

Если колебания происходят без запаздывания, то их называют *синфазными*, или говорят, что они совершаются в фазе (т. е. в одинаковой фазе). При запаздывании одного из колебаний на полпериода говорят, что колебания происходят в противофазе.

Понятие сдвига, или разности, фаз характеризует, как мы видим, соотношение по времени между двумя гармоническими колебаниями. Можно, однако, говорить о фазе одного-единственного гармонического колебания. *Фазой гармонического колебания* называется угол, соответствующий времени, протекшему от какого-нибудь произвольно выбранного момента. Разумеется, один период колебания соответствует при этом по-прежнему 360°.

Итак, фаза колебания зависит от того, какой момент принят за начало отсчета времени. Разность же фаз двух колебаний не зависит от этого произвольного выбора.

§ 7. Динамика колебаний маятника. Маятники, изображенные на рис. 2, представляют собой протяженные тела различной формы и размеров, совершающие колебания около точки подвеса или опоры. Такие системы называются *физическими маятниками*. В состоянии равновесия, когда центр тяжести находится на вертикали под точкой подвеса (или опоры), сила тяжести уравновешивается (через упругие силы деформированного маятника) реакцией опоры. При отклонении из положения равновесия сила тяжести и упругие силы определяют в каждый момент времени угловое ускорение маятника, т. е. определяют характер его движения (колебания). Мы рассмотрим теперь динамику колебаний подробнее на простейшем примере так называемого *математического маятника*, который представляет собой грузик малого размера, подвешенный на длинной тонкой нити.

В математическом маятнике мы можем пренебречь массой нити и деформацией грузика, т. е. можем считать, что масса маятника сосредоточена в грузике, а упругие силы сосредоточены в нити, которую считают нерастяжимой. Посмотрим теперь, под действием каких сил происходит колебание нашего маятника после того, как он каким-либо способом (толчком, отклонением) выведен из положения равновесия.

Когда маятник покоится в положении равновесия, то сила тяжести, действующая на его грузик и направленная вертикально

вниз, уравновешивается силой натяжения нити. В отклоненном положении (рис. 15) сила тяжести **P** действует под углом к силе натяжения **F**, направленной вдоль нити. Разложим силу тяжести на две составляющие: по направлению нити ($\mathbf{P}_2$) и перпендикулярно к нему ($\mathbf{P}_1$). При колебаниях маятника сила натяжения нити **F** несколько превышает составляющую $\mathbf{P}_2$ — на величину центростремительной силы, которая заставляет груз двигаться по дуге. Составляющая же $\mathbf{P}_1$ всегда направлена в сторону положения равновесия; она как бы стремится восстановить это положение. Поэтому ее часто называют *возвращающей* силой. По модулю $\mathbf{P}_1$ тем больше, чем больше отклонен маятник.

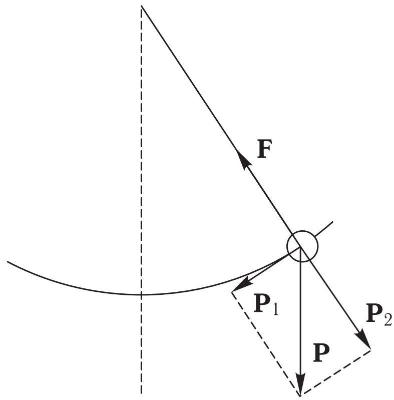


Рис. 15. Возвращающая сила $\mathbf{P}_1$ при отклонении маятника от положения равновесия

Итак, как только маятник при своих колебаниях начинает отклоняться от положения равновесия, скажем, вправо, появляется сила $\mathbf{P}_1$, замедляющая его движение тем сильнее, чем дальше он отклонен. В конечном счете эта сила его остановит и повлечет обратно к положению равновесия. Однако по мере приближения к этому положению сила $\mathbf{P}_1$ будет становиться все меньше и в самом положении равновесия обратится в нуль. Таким образом, через положение равновесия маятник проходит по инерции. Как только он начнет отклоняться влево, опять появится растущая с увеличением отклонения сила $\mathbf{P}_1$, но теперь уже направленная вправо. Движение влево опять будет замедляться, затем маятник на мгновение остановится, после чего начнется ускоренное движение вправо и т. д.

Что происходит с энергией маятника при его колебаниях?

Два раза в течение периода — при наибольших отклонениях влево и вправо — маятник останавливается, т. е. в эти моменты скорость равна нулю, а значит, равна нулю и кинетическая энергия. Зато именно в эти моменты центр тяжести маятника поднят на наибольшую высоту и, следовательно, потенциальная энергия наибольшая. Наоборот, в моменты прохождения через положение равновесия потенциальная энергия наименьшая, а скорость и кинетическая энергия достигают наибольшего значения.

Мы предположим, что силами трения маятника о воздух и трением в точке подвеса можно пренебречь [1]). Тогда по закону сохранения энергии эта наибольшая кинетическая энергия как раз равна избытку потенциальной энергии в положении наибольшего отклонения над потенциальной энергией в положении равновесия.

Итак, при колебаниях маятника происходит периодический переход кинетической энергии в потенциальную и обратно, причем период этого процесса вдвое короче периода колебаний самого маятника. Однако полная энергия маятника (сумма потенциальной и кинетической энергий) все время постоянна. Она равна той энергии, которая была сообщена маятнику при пуске, безразлично — в виде ли потенциальной энергии (начальное отклонение) или в виде кинетической (начальный толчок).

Так обстоит дело при всяких колебаниях в отсутствие трения или каких-либо иных процессов, отнимающих энергию у колеблющейся системы или сообщающих ей энергию. Именно поэтому амплитуда сохраняется неизменной и определяется начальным отклонением или силой толчка.

Те же самые изменения возвращающей силы $\mathbf{P}_1$ и такой же переход энергии мы получим, если вместо подвешивания шарика на нити заставим его кататься в вертикальной плоскости в сферической чашке или в изогнутом по окружности желобе. В этом случае роль натяжения нити возьмет на себя давление стенок чашки или желоба (трением шарика о стенки и воздух мы опять-таки пренебрегаем).

§ 8. Формула периода математического маятника. Период колебаний физического маятника зависит от многих обстоятельств: от размеров и формы тела, от расстояния между центром тяжести и точкой подвеса и от распределения массы тела относительно этой точки; поэтому вычисление периода подвешенного тела — довольно сложная задача. Проще обстоит дело для математического маятника. Из наблюдений над подобными маятниками можно установить следующие простые законы.

1. Если, сохраняя одну и ту же длину маятника (расстояние от точки подвеса до центра тяжести груза), подвешивать разные грузы, то период колебаний получится один и тот же, хотя массы грузов сильно различаются. *Период математического маятника не зависит от массы груза.*

[1]) Ниже, в § 11, мы примем во внимание силы трения.

2. Если при пуске маятника отклонять его на разные (но не слишком большие) углы, то он будет колебаться с одним и тем же периодом, хотя и с разными амплитудами. Пока не слишком велики амплитуды, колебания достаточно близки по своей форме к гармоническому (§ 5) и *период математического маятника не зависит от амплитуды колебаний*. Это свойство называется *изохронизмом* (от греческих слов «изос» — равный, «хронос» — время).

Впервые этот факт был установлен в 1655 г. Галилеем якобы при следующих обстоятельствах. Галилей наблюдал в Пизанском соборе качания паникадила на длинной цепи, которое толкнули при зажигании. В течение богослужения размахи качаний постепенно затухали (§ 11), т. е. амплитуда колебаний уменьшалась, но период оставался одним и тем же. В качестве указателя времени Галилей пользовался собственным пульсом.

Выведем теперь формулу для периода колебаний математического маятника.

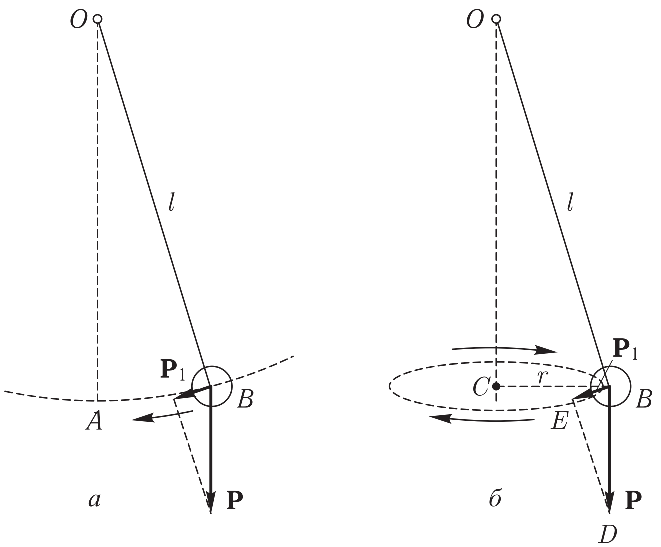


Рис. 16. Колебания маятника в плоскости (*а*) и движение по конусу (*б*)

При качаниях маятника груз движется ускоренно по дуге BA (рис. 16, *а*) под действием возвращающей силы $\mathbf{P}_1$, которая меняется при движении. Расчет движения тела под действием непостоянной силы довольно сложен. Поэтому мы для упрощения поступим следующим образом.

Заставим маятник совершать не колебание в одной плоскости, а описывать конус так, чтобы груз двигался по окружности (рис. 16, *б*). Это движение может быть получено в результате сложения двух независимых колебаний: одного — по-прежнему в плоскости рисунка и другого — в перпендикулярной плоскости. Очевидно, периоды обоих этих плоских колебаний одинаковы, так как любая плоскость качаний ничем не отличается от всякой другой. Следовательно, и период сложного движения — обращения маятника по конусу — будет тот же, что и период качания в одной плоскости. Этот вывод можно легко иллюстрировать непосредственным опытом, взяв два одинаковых маятника и сообщив одному из них качание в плоскости, а другому — вращение по конусу.

Но период обращения «конического» маятника равен длине описываемой грузом окружности, деленной на скорость:

$$T = \frac{2\pi r}{v}.$$

Если угол отклонения от вертикали невелик (малые амплитуды!), то можно считать, что возвращающая сила $\mathbf{P}_1$ направлена по радиусу окружности BC, т. е. равна центростремительной силе:

$$P_1 = \frac{mv^2}{r}.$$

С другой стороны, из подобия треугольников OBC и DBE следует, что $BE : BD = CB : OB$. Так как $OB = l$, $CB = r$, $BE = P_1$, $BD = P = mg$, то отсюда

$$P_1 = \frac{r \cdot mg}{l}.$$

Приравняв оба выражения P_1 друг другу, мы получаем для скорости обращения

$$v = r\sqrt{\frac{g}{l}}\,.$$

Наконец, подставив это в выражение периода T, находим

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}\,.$$

Итак, период математического маятника зависит только от ускорения свободного падения g и от длины маятника l, т. е. расстояния от точки подвеса до центра тяжести груза. Из полученной формулы следует, что период маятника не зависит от его массы и от амплитуды (при условии, что она

достаточно мала). Другими словами, мы получили путем расчета те основные законы, которые были установлены ранее из наблюдений.

Но наш теоретический вывод дает нам больше: он позволяет установить количественную зависимость между периодом маятника, его длиной и ускорением свободного падения. *Период математического маятника пропорционален корню квадратному из отношения длины маятника к ускорению свободного падения.* Коэффициент пропорциональности равен 2π.

На зависимости периода маятника от ускорения свободного падения основан очень точный способ определения этого ускорения. Измерив длину маятника l и определив из большого числа колебаний период T, мы можем вычислить с помощью полученной формулы g. Этот способ широко используется на практике.

Известно (см. том I, § 53), что ускорение свободного падения зависит от географической широты места (на полюсе $g = 9{,}83$ м/с^2, а на экваторе $g = 9{,}78$ м/с^2). Наблюдения над периодом качаний некоторого эталонного маятника позволяют изучить распределение ускорения свободного падения по широте. Метод этот настолько точен, что с его помощью можно обнаружить и более тонкие различия в значении g на земной поверхности. Оказывается, что даже на одной параллели значение g в разных точках земной поверхности различно. Эти аномалии в распределении ускорения свободного падения связаны с неравномерной плотностью земной коры. Они используются для изучения распределения плотности, в частности для обнаружения залегания в толще земной коры каких-либо полезных ископаемых. Обширные гравиметрические измерения, позволившие судить о залегании плотных масс, выли выполнены в СССР в области так называемой Курской магнитной аномалии (см. том II, § 130) под руководством советского физика Петра Петровича Лазарева. В соединении с данными об аномалии земного магнитного поля эти гравиметрические данные позволили установить распределение залегания железных масс, обусловливающих Курскую магнитную и гравитационную аномалии.

§ 9. Упругие колебания. У маятника возвращающая сила обязана своим возникновением силе тяжести. Но для колебаний существенно только само наличие возвращающей силы, т. е. такой силы, которая всегда направлена к положению равновесия и, вообще говоря, увеличивается с удалением от этого положения. Такого рода силы возникают также при деформации твердых тел и представляют собой упругие силы (см. том I, § 58). Следовательно, эти упругие силы тоже могут вызывать колебания. По происхождению возвращающей силы такие колебания называются *упругими*. Выше мы уже приводили ряд примеров. Колебания тела, подвешенного на пружине (такое устройство часто

называют пружинным маятником), вагона на рессорах, пластинки, зажатой в тиски, колебания камертона, натянутой струны, моста, фундамента, фабричной трубы или высокого здания — все это упругие колебания.

В соответствии с иным происхождением возвращающей силы потенциальная энергия упругих колебаний есть энергия деформации упругого тела, а не потенциальная энергия силы тяжести, как у маятника. В остальном динамика упругих колебаний та же, что и у маятника. И здесь мы имеем дважды за период переход кинетической энергии в потенциальную (энергию деформации) и обратно.

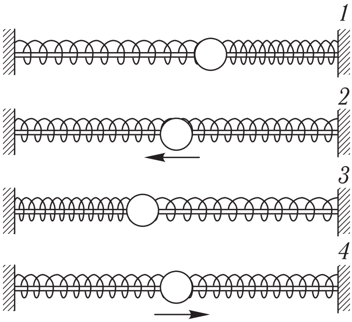


Рис. 17. Колебания тела на пружинах

Особенно просто проследить все стадии этого процесса, наблюдая тело, например шарик, колеблющееся на пружинах. В этом случае можно считать, что энергия деформации имеется только у пружин, а не у шарика, деформацией которого можно пренебречь. Если же масса тела велика по сравнению с массой пружин, то можно считать, что кинетическая энергия имеется только у тела, а не у пружин, массой которых мы пренебрегаем. Таким образом, переход энергии из кинетической в потенциальную и обратно является вместе с тем переходом энергии от тела к пружинам и обратно.

На рис. 17 показаны четыре положения такой колебательной системы, взятые через каждую четверть периода. В положении *1* тело наиболее сильно отклонено вправо, одна пружина сжата, другая растянута, скорость и кинетическая энергия равны нулю, вся энергия потенциальная. В положении *2* пружины не деформированы, тело с наибольшей скоростью проходит через положение равновесия, вся энергия кинетическая. В положении *3* происходит то же, что и в положении *1*. В положении *4* отличие от положения *2* только в направлении скорости.

Взяв при тех же пружинах тело с большей массой, легко убедиться, что частота колебаний уменьшится. С помощью секундомера можно убедиться в том, что четырехкратное увеличение массы тела удлиняет период колебаний (т. е. уменьшает их частоту) в два раза. При массе, увеличенной в девять раз, период увеличится в три раза. *Период упругих колебаний пропорционален квадратному корню из массы тела.* Этот результат

будет получаться на опыте тем точнее, чем лучше выполнены описанные условия, когда можно считать массу сосредоточенной в одной точке (центре тяжести тела) и не принимать во внимание массу пружин. Однако во всех случаях увеличение массы упругой колебательной системы влечет за собой замедление колебаний, увеличение их периода.

Проделаем теперь опыт, оставив тело прежней массы, но заменив пружину более жесткой. Мы тотчас же увидим, что период колебаний уменьшился. Таким образом, *период упругих колебаний тем меньше, чем больше жесткость пружины, т. е. чем меньше упругость системы.*

Исследование упругих колебаний груза на пружине показывает, что при не слишком больших амплитудах эти колебания являются гармоническими, причем период их выражается формулой, аналогичной формуле математического маятника:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}\,.$$

Здесь m — масса колеблющегося груза, k — жесткость пружины, т. е. сила, необходимая для растяжения пружины на единицу длины.

§ 10. Крутильные колебания. Важным случаем упругих колебаний являются так называемые *крутильные колебания*, при которых тело поворачивается туда и обратно около оси, проходящей через его центр тяжести.

Если, например, подвесить на проволоке диск (рис. 18), повернуть его так, чтобы проволока закрутилась, и затем отпустить, то диск начнет раскручиваться, закрутится в обратную сторону и т. д., т. е. будет совершать крутильные колебания. При этом также дважды за период имеет место переход кинетической энергии движущегося диска в потенциальную энергию (энергию деформации) закручивающейся проволоки и обратно. Крутильные колебания нередко имеют место в валах двигателей, в частности в гребных валах теплоходных машин, и при известных условиях, о которых речь будет ниже, могут оказаться очень вредными (§ 15).

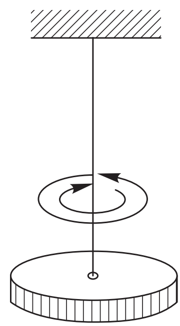


Рис. 18. Крутильные колебания диска, подвешенного на проволоке

В ручных и карманных часах нельзя использовать подвесной маятник; в них применяется так называемый *балансир*

(рис. 19) — колесико, к оси которого прикреплена спиральная пружина («волосок»). Балансир периодически поворачивается туда и обратно, причем при этих крутильных колебаниях пружинка изгибается (раскручивается и закручивается) в обе стороны от своего равновесного состояния. Таким образом, балансир представляет собой крутильный маятник.

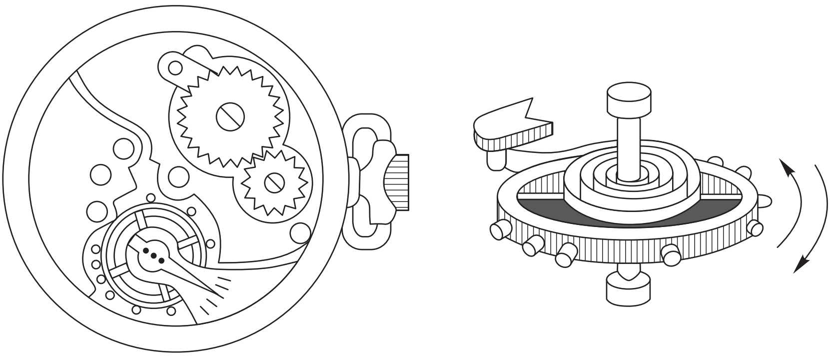


Рис. 19. Часовой балансир

Для периода крутильных колебаний сохраняют силу те же закономерности, что и для периода любых упругих колебаний: период тем больше, чем меньше жесткость системы и чем больше ее масса (при неизменной форме).

При крутильных колебаниях существенна не только масса тела, но и ее распределение относительно оси вращения. Если, например, мы подвесим на проволоке гантель, состоящую из спицы, на которую симметрично насажены два одинаковых груза *1* и *2* (рис. 20), то при раздвигании грузов частота крутильных колебаний будет уменьшаться, хотя масса гантели остается прежней. Оставляя грузы *1* и *2* на прежних местах, но беря их более массивными, мы увидим, что частота тоже делается меньше.

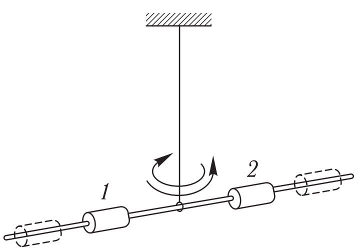


Рис. 20. Крутильные колебания гантели

Крутильные колебания при небольших углах закручивания (малых угловых амплитудах) также являются гармоническими. Период их определяется соотношением

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{k}},$$

где k — жесткость системы. Численно жесткость k равна вращающему моменту, дающему поворот на 1 радиан. Если упругие силы обусловлены закручиванием нити или проволоки, то k — это так называемая крутильная жесткость этих тел. Величина I характеризует распределение массы относительно оси вращения (так называемый *момент инерции*, играющий во вращательном движении такую же роль, какую играет масса в поступательном движении). Например, для гантели $I = 2mr^2$, где m — масса каждого груза, а r — расстояние от грузов до оси вращения.

§ 11. Влияние трения. Затухание. Рассматривая свободные колебания маятника, шарика с пружинами, диска и т. д., мы отвлекались до сих пор от явления, которое неизбежно имеет место в каждом из описанных выше опытов и вследствие которого колебания не являются строго периодическими, а именно: амплитуда колебаний с каждым размахом делается все меньше и меньше, так что рано или поздно колебания прекращаются. Это явление называется *затуханием колебаний*.

Причина затухания заключается в том, что во всякой колебательной системе, кроме возвращающей силы, всегда действуют разного рода силы трения, сопротивление воздуха и т. п., которые тормозят движение. При каждом размахе часть полной колебательной энергии (потенциальной и кинетической) расходуется на работу против сил трения. В конечном счете на эту работу уходит весь запас энергии, сообщенный колебательной системе первоначально (см. том I, §§ 102–104).

Затрата энергии на работу против сил трения может иметь весьма разнообразный характер. Возможно трение между твердыми поверхностями, например трение призмы коромысла весов об опору. Энергия может затрачиваться на преодоление сопротивления среды (воздух, вода) (см. том I, § 64, 65). Кроме того, колеблющиеся тела приводят в движение окружающую среду, отдавая на это при каждом колебании часть своей энергии (см. том I, § 67). Наконец, сами деформации пружин, пластинок, проволок и т. д. тоже происходят с некоторой потерей энергии на внутреннее трение в материале, из которого эти тела сделаны (см. том I, § 202).

Незатухающие свободные колебания, которые происходили бы в колебательной системе в отсутствие трения, называются *собственными колебаниями* системы.

Отвлекаясь до сих пор от сил трения, мы рассматривали, таким образом, именно эти идеальные, строго периодические собственные колебания, чем сознательно упрощали себе изучение колебаний за счет несколько неточного их описания. Такое

упрощение является, однако, возможным и пригодным только потому, что у многих колебательных систем трение и вызываемое им затухание действительно малы: система успевает совершить очень большое число колебаний, прежде чем их амплитуда уменьшится заметным образом. При изучении таких систем с достаточно малым затуханием можно для очень многих вопросов совсем не учитывать этого затухания и считать свободные колебания системы строго периодическими, т. е. рассматривать собственные колебания, как это мы и делали выше.

Колебание, которое в отсутствие затухания было бы гармоническим (собственное колебание), при наличии затухания, конечно, перестает быть гармоническим; более того, благода-

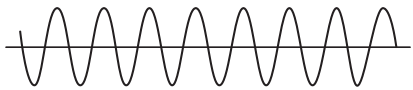


Рис. 21. Незатухающие колебания

ря затуханию движение уже не будет и периодическим. Его осциллограмма представляет собой не повторяющуюся линию (рис. 21), а линию, размахи которой делаются все меньше и меньше (рис. 22). Увеличивая тем или иным способом трение, мы можем дойти до столь больших затуханий, при которых

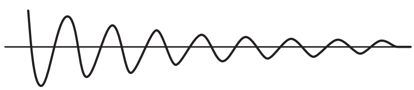


Рис. 22. Затухающие колебания

система останавливается после первого же размаха, или даже до первого перехода через положение равновесия (рис. 23). Такие сильно затухающие движения колебательной системы называются *апериодическими*.

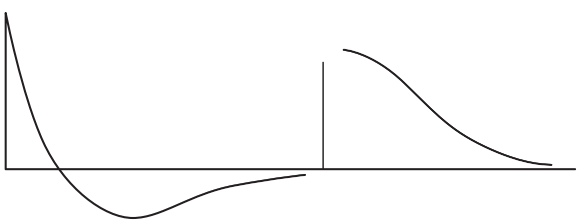


Рис. 23. Апериодические движения

Воспользовавшись колебаниями груза на пружине, легко наблюдать рост затухания при увеличении трения. Если груз поместить в воду, то затухание колебаний резко возрастет по сравнению с затуханием в воздухе. В масле оно будет еще больше, чем в воде: движение получится апериодическим или близким к апериодическому. Чем менее обтекаемой является форма груза (при той же массе), тем больше затухание, так как тем больше энергии отдается на приведение в движение окружающей среды (см. том I, § 190).

На практике встречается надобность как в уменьшении, так и в увеличении затухания. Например, ось балансира часов кончается остриями, которые упираются в хорошо отполированные конические подпятники из твердого камня (агата, рубина). Это делается для того, чтобы балансир имел малое затухание. Наоборот, во многих измерительных приборах желательно, чтобы подвижная часть устройства устанавливалась при измерениях быстро, не совершая большого числа колебаний, или даже апериодически. С этой целью применяются различные *демпферы* — устройства, увеличивающие трение и вообще потерю энергии. Используются пластинки, прикрепленные к подвижной части прибора и погруженные в масло; применяются электромагнитные демпферы (рис. 24), основанные на торможении, которое испытывает движущаяся между полюсами электромагнита металлическая пластинка благодаря возникающим в ней при этом вихревым электрическим токам (см. том II, § 143), и т. д.

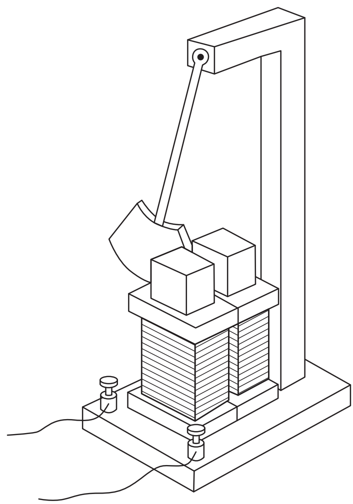


Рис. 24. Маятник, демпфированный вихревым электрическим током

Трение влияет не только на амплитуду колебаний (затухание), но и на продолжительность размахов. Мы не можем называть эту продолжительность периодом, так как затухающее колебание — движение непериодическое. Однако если затухание невелико, то условно можно говорить о периоде, понимая под этим время между двумя прохождениями в одном и том же направлении через положение равновесия. С увеличением трения период удлиняется.

Характерной чертой колебательных систем является то, что влияние небольшого трения на период колебаний гораздо меньше,

чем на амплитуду. Это обстоятельство сыграло огромную роль в усовершенствовании часов. Еще Галилей высказал мысль об использовании в часах маятника, т. е. колебательной системы.

Первые часы с маятником построил голландский физик и математик Христиан Гюйгенс (1629–1695) в 1673 г. Этот год можно считать датой рождения современных часов, вытеснивших затем все предшествующие часовые устройства. Произошло это в большой мере потому, что ход часов с маятником очень мало чувствителен к изменениям такого зависящего от многих обстоятельств фактора, как трение. У прежних же безмаятниковых часов (например, водяных — см. том I, § 8) скорость хода зависела от трения очень сильно.

§ 12. Вынужденные колебания. Выше мы говорили о свободных колебаниях, т. е. о периодических движениях, которые совершаются колебательной системой, если ее вывести из состояния равновесия и затем предоставить самой себе. Но мы уже упоминали и о таких случаях, когда периодическое движение тела происходит не свободно, а в результате действия периодически меняющейся силы. Подобные повторяющиеся силы вызывают периодическое движение даже таких тел, которые сами не являются колебательными системами. Вспомним, например, периодическое открывание и закрывание двери или движение иглы в швейной машине. Нетрудно заметить, что период движения, вызванного периодически меняющейся силой, равен периоду силы.

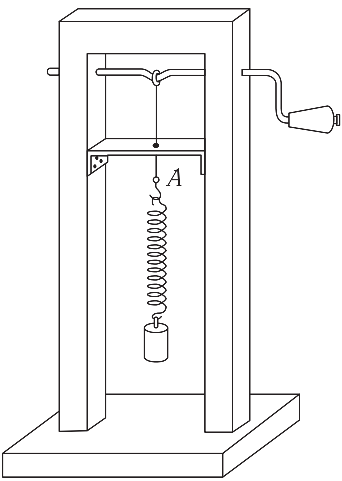


Рис. 25. Вынужденные колебания груза на пружине

Но как будет обстоять дело в том случае, если периодическая сила действует на колебательную систему? Ведь у колебательной системы есть свой собственный период, т. е. период собственных колебаний, а сила может меняться с каким-либо другим периодом. Каков же будет период движения?

Возьмем в качестве колебательной системы груз, висящий на пружине, и подвесим этот пружинный маятник на конце нити того механизма (рис. 25), который был описан в § 5. При равномерном вращении ручки движение точки подвеса маятника позволяет нам осуществить действие на маятник гармониче-

ской силы. Период изменения этой силы равен, очевидно, периоду вращения ручки.

Когда мы начинаем равномерно вращать ручку, груз приходит в движение, которое первоначально бывает довольно сложным. Но спустя несколько оборотов мы увидим, что движение груза стало правильным периодическим колебанием. При этом, с какой бы скоростью мы ни вращали ручку, установившееся колебание груза будет происходить с периодом, равным периоду вращения ручки. Таким образом:

1) *в колебательной системе, на которую действует периодически меняющаяся сила, устанавливается периодическое движение*; в отличие от собственных колебаний периодические движения такого рода называются *вынужденными колебаниями*;

2) *период вынужденных колебаний равен периоду действующей силы*.

Из-за наличия трения и других потерь энергии свободные колебания, как мы видели, затухают. Они являются незатухающими лишь в идеальном случае полного отсутствия всякого трения (собственные колебания). Вынужденные же колебания, несмотря на наличие трения, являются действительно периодическими, повторяющимися все время, пока действует периодическая сила. Это объясняется тем, что при вынужденных колебаниях энергия, затрачиваемая на трение, восполняется непрерывно за счет работы действующей на систему периодической силы, тогда как при свободных колебаниях запас энергии сообщается системе только в начале движения, и движение продолжается лишь до тех пор, пока этот запас не исчерпается.

§ 13. Резонанс. Обратим теперь внимание на амплитуду вынужденных колебаний груза в том опыте, который описан в предыдущем параграфе. При различных скоростях вращения ручки, т. е. при различных периодах вынуждающей силы, эта амплитуда далеко не одинакова.

Если мы будем вращать ручку очень медленно, скажем, делать один оборот за 3–5 с, то груз вместе с пружиной будет перемещаться вверх и вниз так же, как и точка A. Таким образом, амплитуда вынужденных колебаний груза будет почти такая же, как и амплитуда точки A (рис. 25). При более быстром вращении груз начнет колебаться сильнее. Размах вынужденных колебаний станет очень большим — в несколько раз больше амплитуды точки A, — если период вращения ручки, т. е. период силы, сделать близким к собственному периоду колебаний груза на пружине. Однако при еще более быстром вращении ручки мы

увидим, что амплитуда вынужденных колебаний опять становится меньше. Очень быстрое вращение ручки оставит груз почти неподвижным.

То же самое легко наблюдать и на вынужденных колебаниях маятника. Периодическую силу в этом случае проще всего создать посредством покачивания стойки, на которой подвешен маятник.

Эти и многочисленные аналогичные опыты показывают, что при действии периодической силы на колебательную систему особенное значение имеет случай, когда период изменения силы совпадает с периодом свободных колебаний системы.

Совпадение периода свободных колебаний системы с периодом внешней силы, действующей на эту систему, называется *резонансом*. Таким образом, *амплитуда вынужденного колебания достигает наибольшего значения при резонансе*.

Явления, возникающие при резонансе (например, установление максимальной амплитуды вынужденных колебаний), называют *резонансными явлениями*. Про силу, период которой совпадает с периодом свободных колебаний и которая вызывает тем самым наибольшую раскачку, наибольший «отклик» колебательной системы, говорят, что она действует в резонанс. Про систему, период которой равен периоду силы, говорят, что она настроена в резонанс. Разумеется, если затухание мало, так что период свободных колебаний близок к собственному периоду (§ 11), под резонансной настройкой можно понимать совпадение периода вынуждающей силы с собственным периодом.

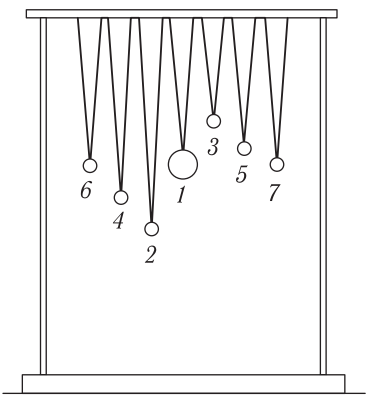


Рис. 26. Демонстрация резонанса на маятниках

Явление резонанса наглядно демонстрируется и следующим простым опытом. На рейке подвешен массивный маятник *1* и легкие маятники разной длины, т. е. различных периодов (рис. 26).

Заставим маятник *1* качаться в плоскости, перпендикулярной к рейке. Его качания вызовут периодическое изгибание рейки, так что на все остальные маятники через их точки подвеса будет действовать сила с периодом маятника *1*. Мы увидим при этом, что маятники *2* и *3*, у которых

периоды наиболее отличаются от периода маятника *1*, останутся почти неподвижными, т. е. их амплитуды будут очень малы. Маятники *4* и *5*, более близкие по своим периодам к маятнику *1*, будут колебаться с немного большей амплитудой. Наконец, маятники *6* и *7*, имеющие ту же длину, что и маятник *1*, т. е. настроенные в резонанс, раскачиваются до очень большой амплитуды.

§ 14. Влияние трения на резонансные явления. Существующее в системе трение, обусловливающее затухание ее свободных колебаний, имеет для резонансных явлений очень большое значение. В этом легко убедиться, наблюдая вынужденные колебания пружинного маятника (рис. 25) при различном трении. Для увеличения затухания можно воспользоваться по-прежнему опусканием груза в воду или масло.

Если груз колеблется в воздухе, то при совпадении периода вращения ручки раскачивающего механизма (периода силы) с собственным периодом системы раскачка получается очень сильная — амплитуда колебаний груза в несколько раз больше амплитуды точки A раскачивающего механизма. Однако сто́ит лишь немного ускорить или замедлить вращение ручки, как амплитуда колебаний груза р е з к о уменьшится. Таким образом, *если затухание системы небольшое, то резонансные явления оказываются сильными и резко выраженными* (*острый резонанс*): при точном резонансе раскачка очень велика, но уже при небольшой р а с с т р о й к е (расхождении периода силы и периода собственных колебаний системы) амплитуда вынужденных колебаний значительно уменьшается.

Наоборот, в случае з а д е м п ф и р о в а н н о й системы, т. е. системы с увеличенным затуханием (например, груз движется в воде), амплитуда вынужденных колебаний при точном резонансе не очень сильно превышает амплитуду колебаний точки A; зато при уходе от резонанса в ту или другую сторону уменьшение амплитуды происходит не так резко. Например, ускорив вращение ручки вдвое по сравнению с резонансной частотой вращения, мы увидим, что колебания груза, опущенного в воду, станут лишь немного меньше, чем при резонансе. Колебания же груза в воздухе при таком укорочении периода силы уменьшатся в несколько раз. Таким образом, *если затухание велико, то резонансные явления получаются слабыми и выраженными неотчетливо* (*тупой резонанс*): увеличение амплитуды при точном резонансе относительно невелико, и заметное спадание амплитуды происходит лишь при больших расстройках.

Эти результаты иллюстрирует график, изображенный на рис. 27. На нем показаны так называемые *резонансные кривые*, дающие зависимость амплитуды вынужденных колебаний от их частоты, т. е. частоты силы, действующей на систему. На графике показаны две кривые, соответствующие малому и большому затуханию. Первая имеет узкий и высокий максимум, вторая — низкий и пологий. Следует обратить внимание на то, что первая кривая в с ю д у проходит выше второй, т. е. при в с я к о й частоте силы амплитуды вынужденных колебаний тем больше, чем меньше затухание, но при точном резонансе различие амплитуд в случаях малого и большого затухания особенно велико.

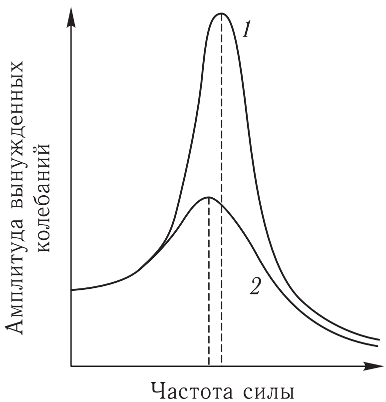


Рис. 27. Резонансные кривые при малом затухании (*1*) и при большом затухании (*2*)

Кроме того, максимум кривой *2* несколько сдвинут влево от максимума кривой *1*, т. е. соответствует немного меньшей частоте силы. Это связано с увеличением периода свободных колебаний при возрастании затухания.

Следует твердо помнить, что резонансные кривые дают значение у с т а н о в и в ш е й с я амплитуды. Колебания с такой амплитудой устанавливаются не сразу, а в течение некоторого времени от того момента, когда сила начала действовать на систему. Мы уже отметили это явление в § 12, когда описывали возникновение вынужденных колебаний груза на пружине.

Как долго продолжается этот процесс установления?

На это легко ответить, если учесть, что в первый момент, когда периодическая сила начинает действовать на систему, в последней возникают наряду с вынужденными колебаниями также и свободные колебания. Первоначальное движение системы именно потому и является сложным, что оно представляет собой сумму двух движений: вынужденных колебаний с частотой силы и свободных колебаний с их частотой. Но сила поддерживает только вынужденное колебание, свободные же колебания затухают, и, следовательно, движение системы постепенно «очищается» от них. Остаются только вынужденные колебания.

Таким образом, *процесс установления вынужденных колебаний состоит в том, что затухают примешанные к ним свободные ко-*

лебания, возбудившиеся в тот момент, когда начала действовать сила. Поэтому процесс установления вынужденных колебаний занимает такое же время, как и процесс затухания свободных колебаний. А это означает следующее: *при очень малом затухании системы резонансная амплитуда очень велика, но зато и раскачка до этой амплитуды длится долго. Наоборот, при большом затухании системы резонансная амплитуда невелика, но устанавливается быстро*. Это надо учитывать, выполняя описанные выше опыты.

§ 15. Примеры резонансных явлений. Резонанс играет очень большую роль в самых разнообразных явлениях, причем в одних — полезную, в других — вредную. Приведем несколько примеров, относящихся к механическим колебаниям.

Идя по доске, перекинутой через ров, можно попасть шагами в резонанс с собственным периодом системы (доски с человеком на ней), и доска начинает тогда сильно колебаться (изгибаться вверх и вниз). То же самое может случиться и с мостом, по которому проходит войсковая часть или проезжает поезд (периодическая сила обусловливается ударами ног или ударами колес на стыках рельсов). Так, например, в 1906 г. в Петербурге обрушился так называемый Египетский мост через реку Фонтанку. Это произошло при переходе через мост кавалерийского эскадрона, причем четкий шаг лошадей, отлично обученных церемониальному маршу, попал в резонанс с периодом моста. Для предотвращения таких случаев войсковым частям при переходе через мосты приказывают обычно идти не «в ногу», а вольным шагом. Поезда же большей частью переезжают мосты на медленном ходу, чтобы период ударов колес о стыки рельсов был значительно больше периода свободных колебаний моста. Иногда применяют обратный способ «расстройки» периодов: поезда проносятся через мосты на максимальной скорости.

Случается, что период ударов колес на стыках рельсов совпадает с периодом колебаний вагона на рессорах, и вагон тогда очень сильно раскачивается. Корабль также имеет свой период качаний на воде. Если морские волны попадают в резонанс с периодом корабля, то качка становится особенно сильной. Капитан меняет тогда скорость корабля или его курс. В результате период волн, набегающих на корабль, изменяется (вследствие изменения относительной скорости корабля и волн) и уходит от резонанса.

Неуравновешенность машин и двигателей (недостаточная центровка, прогиб вала) является причиной того, что при работе этих машин возникает периодическая сила, действующая на опору машины — фундамент, корпус корабля и т. п. Период силы может совпасть при этом с периодом свободных колебаний

опоры или, например, с периодом колебаний изгиба самого вращающегося вала или с периодом крутильных колебаний этого вала. Получается резонанс, и вынужденные колебания могут быть настолько сильны, что разрушают фундамент, ломают валы и т. д. Во всех таких случаях принимаются специальные меры, чтобы избежать резонанса или ослабить его действие (расстройка периодов, увеличение затухания — демпфирование и др.).

Очевидно, для того чтобы с помощью наименьшей периодической силы получить определенный размах вынужденных колебаний, нужно действовать в резонанс. Тяжелый язык большого колокола может раскачать даже ребенок, если он будет натягивать веревку с периодом свободных колебаний языка. Но самый сильный человек не раскачает язык, дергая веревку не в резонанс.

На явлении резонанса основано действие прибора, предназначенного для определения частоты переменного тока, сила которого изменяется по гармоническому закону (см. том II, § 153). Такие приборы, носящие название *язычковых частотомеров*, обычно применяются для контроля постоянства частоты в элек-

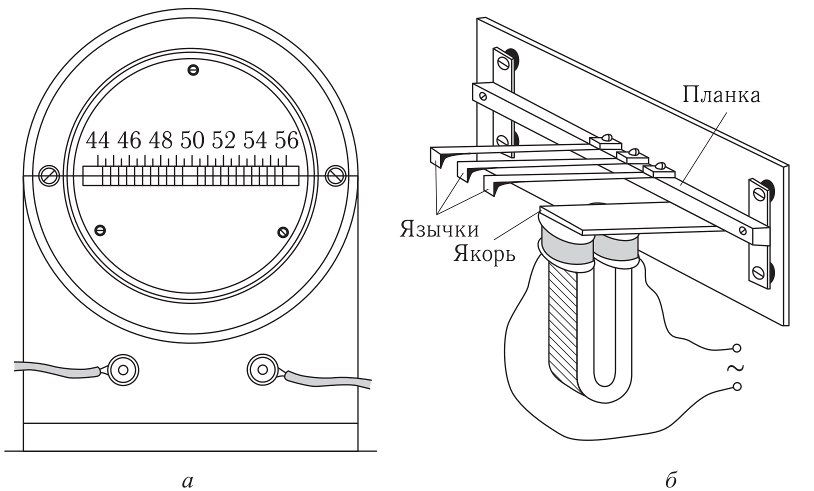


Рис. 28. Язычковый частотомер: *а*) внешний вид; *б*) схема устройства

трической сети. Внешний вид прибора изображен на рис. 28, *а*. Он состоит из набора упругих пластинок с грузиками на концах (язычков), причем массы грузиков и жесткости пластинок подобраны так, что частоты соседних язычков отличаются на одно и то же число герц. У частотомера, изображенного на рис. 28, *а*,

частоты язычков идут через каждые 0,5 Гц. Эти частоты написаны на шкале против язычков.

Устройство частотомера схематически показано на рис. 28, *б*. Исследуемый ток пропускается через обмотку электромагнита. Колебания якоря передаются планке, с которой связаны основания всех язычков и которая укреплена на гибких пластинках. Таким образом, на каждый язычок действует гармоническая сила, частота которой равна частоте тока. Язычок, попавший в резонанс с этой силой, колеблется с большей амплитудой и показывает на шкале свою частоту, т. е. частоту тока.

В дальнейшем мы еще не раз встретимся с явлением резонанса, когда будем изучать звуковые и электрические колебания. Именно эти колебания дадут нам особенно яркие примеры полезного применения резонанса.

§ 16. Резонансные явления при действии негармонической периодической силы. В опытах, описанных в §§ 12–14, периодическое воздействие создавали тела, совершающие гармоническое колебание (движение нити в механизме, изображенном на рис. 25, массивный маятник). В соответствии с этим действующая сила тоже менялась по закону гармонического колебания. К этому случаю и относится сделанное нами наблюдение, что сильная раскачка получается только при совпадении периода силы с собственным периодом системы.

Получится ли то же самое, если сила действует периодически, но не по закону гармонического колебания, а как-либо иначе?

Мы можем, например, периодически ударять маятник, т. е. действовать короткими повторяющимися толчками. Опыт показывает, что в этом случае резонансные явления будут наступать уже не только при одном-единственном периоде силы. По-прежнему мы будем наблюдать большую раскачку, ударяя маятник один раз за период его свободных колебаний. Но сильная раскачка получится и в том случае, если ударять маятник вдвое реже — пропуская одно качание, или втрое реже — пропуская два качания, и т. д.

Таким образом, из описанного опыта видно, что *если сила меняется периодически, но не по гармоническому закону, то она может вызвать резонансные явления не только при совпадении ее периода с периодом свободных колебаний системы, но и тогда, когда период силы в целое число раз длиннее этого периода.*

К такому же заключению приводит и следующая постановка опыта: вместо одной колебательной системы (маятника), на которую мы действуем поочередно силами разного периода, можно взять набор однотипных систем с различными собственными частотами и действовать на все эти системы одновременно одной и той же периодической силой. Чтобы резонансные явления были острыми, системы должны обладать достаточно малым затуханием. Воспользуемся снова набором маятников, но не таким, как на рис. 26. Там длины наибольшего и наименьшего маятников отличались лишь в два раза, т. е. собственные частоты отличались лишь в $\sqrt{2} = 1{,}4$ раза. Теперь мы возьмем маятники, собственные частоты которых лежат в более широком диапазоне и среди которых имеются, в частности, маятники с кратными частотами. Пусть, например, собственные частоты составляют 1/2; 3/4; 1; 5/4; 3/2 и 2 Гц. Соответствующие длины маятников будут равны приблизительно 100; 44,4; 25; 16; 11,1 и 6,3 см. Этот набор показан на рис. 29.

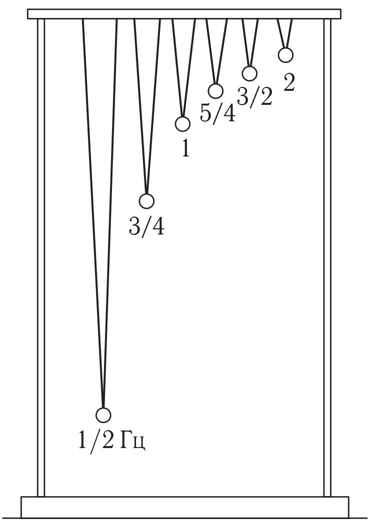


Рис. 29. Набор маятников, частоты которых указаны на рисунке

Разумеется, и здесь мы можем убедиться, что при действии гармонической силы большую амплитуду приобретает только тот маятник, который настроен в резонанс на частоту силы.

Гармоническую силу можно создать прежним способом, подвесив к общей рейке массивный маятник и сделав его равным по длине какому-либо из маятников нашего набора. Опыт хорошо удается и в том случае, если просто покачивать всю стойку рукой, сообщая ей гармонические колебания в такт с колебаниями одного из маятников.

Именно этот маятник и будет раскачиваться с большой амплитудой, остальные же останутся практически в покое.

Картина получится совсем иная, если вместо гармонического покачивания стойки сообщать ей резкие периодические толчки, т. е. действовать на все маятники с периодической, но уже негармонической силой. Толкая стойку с периодом

самого длинного маятника — один раз в 2 с, мы увидим, что раскачивается не только этот маятник, но и другие, однако не все, а лишь те, собственные частоты которых в целое число раз больше, чем частота самого длинного маятника (1/2 Гц). Иными словами, кроме маятника с частотой 1/2 Гц, сильно раскачаются маятники с частотами 1, 3/2 и 2 Гц, остальные же останутся почти в покое. Сопоставляя этот результат с предыдущим, когда гармоническая сила раскачивала только один маятник, мы приходим к такому заключению.

Негармоническое периодическое воздействие с периодом T равносильно одновременному действию гармонических сил с разными частотами, а именно, с частотами, кратными наиболее низкой частоте $\nu = 1/T$.

Это заключение, касающееся периодической силы, является лишь частным случаем общей математической теоремы, которую доказал в 1822 г. французский математик Жан Батист Фурье (1768–1830). Теорема Фурье гласит: *всякое периодическое колебание периода T может быть представлено в виде суммы гармонических колебаний с периодами, равными T, $T/2$, $T/3$, $T/4$ и т. д., т. е. с частотами $\nu = 1/T$, 2ν, 3ν, 4ν и т. д.*

Наиболее низкая частота ν называется *основной частотой*. Колебание с основной частотой ν называется *первой гармоникой* или *основным тоном*, а колебания с частотами 2ν, 3ν, 4ν и т. д. называются *высшими гармониками* (второй, третьей, четвертой) или *обертонами* (первым — 2ν, вторым — 3ν и т. д.).

Теорема Фурье — это математическая теорема совершенно общего характера, позволяющая любую периодическую величину (перемещение, скорость, силу и т. п.) представить в виде суммы величин (перемещений, скоростей, сил и т. п.), меняющихся по синусоидальному закону.

Применительно к рассматриваемой нами задаче о действии негармонической периодической силы эта теорема сразу же объясняет, почему можно раскачать маятник не только толчками, следующими друг за другом с периодом, равным периоду маятника, но и вдвое реже, втрое реже и т. д.

Пусть собственная частота маятника равна 1 Гц. Толкая его один раз в секунду, мы создаем периодическую силу, состоящую из следующих гармонических колебаний: основного с частотой 1 Гц и обертонов с частотами 2, 3, 4 Гц и т. д. Таким образом, в этом случае в резонанс с собственной частотой маятника попадает основное гармоническое колебание силы. Если толкать маятник через раз, т. е. один раз в 2 с, то сила будет состоять

из основного колебания с частотой 1/2 Гц и гармоник с частотами 1, 3/2, 2, 5/2 Гц и т. д.

Следовательно, в этом случае маятник раскачивается потому, что в резонанс действует первый обертон силы. При толчках, повторяющихся через каждые 3 с, с собственной частотой маятника совпадает второй обертон силы, и т. д.

Итак, *периодическая негармоническая сила сильно раскачивает колебательную систему тогда, когда в резонанс с собственной частотой системы попадает какое-либо из гармонических колебаний, входящих в состав силы.*

Описанный в § 15 язычковый частотомер может быть использован подобно набору однотипных маятников, упоминавшихся в начале этого параграфа, для гармонического анализа негармонической силы.

Как мы видели, под действием гармонической силы определенной частоты раскачивается один из язычков частотомера; при всяком же негармоническом воздействии (например, прерывистый ток) будет колебаться не один язычок, а несколько, именно те, которые попадают в резонанс с гармониками, входящими в состав тока. Раскачка каждого язычка будет при этом прямо пропорциональна амплитуде той гармонической слагающей тока, на которую этот язычок резонирует. Частотомером можно воспользоваться и для определения гармонического состава механических колебаний, например колебаний фундамента машины. Для этого достаточно поставить прибор на колеблющийся фундамент.

§ 17. Форма периодических колебаний и ее связь с гармоническим составом этих колебаний. Можно теперь ответить на вопрос, поставленный в § 5: что означает отсутствие определенной частоты у негармонического периодического колебания периода T?

Согласно теореме Фурье такое периодическое колебание представляет собой набор гармонических колебаний и, следовательно, характеризуется не одной частотой, а набором частот $\nu = 1/T$, 2ν, 3ν и т. д., т. е. кратных наиболее низкой (основной) частоте ν.

Рассмотрим осциллограммы колебаний, имеющих одинаковый период T, но различных по своей форме. Пример таких осциллограмм мы имели на рис. 6, где было изображено несколько различных периодических колебаний одного и того же периода. По теореме Фурье каждое из этих колебаний является суммой гармонических колебаний, причем и основная частота $\nu = 1/T$,

и ее обертоны 2ν, 3ν и т. д. у всех рассматриваемых периодических колебаний одинаковы, так как одинаков период T.

Но если частоты гармоник одни и те же, то с чем связано различие формы наших периодических колебаний?

Попробуем выяснить этот вопрос на примерах сложения гармонических колебаний. Это сложение осуществляется по общим правилам сложения движений (см. том I, § 6). Если складываемые перемещения происходят вдоль одной прямой, то результирующее перемещение равно алгебраической сумме складываемых перемещений. Отсюда вытекает и графический способ сложения колебаний, которым мы будем сейчас пользоваться.

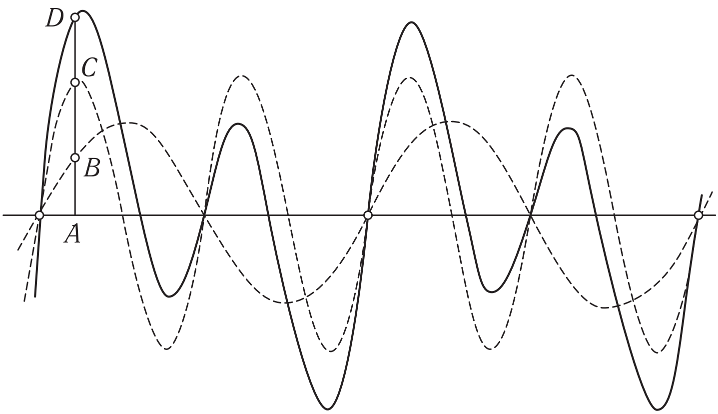


Рис. 30. Сумма гармонического колебания и его первого обертона

На рис. 30 штриховой линией показаны развертки (осциллограммы) двух гармонических колебаний — основного тона и первого обертона. Прямая линия соответствует положению равновесия. В какой-то момент времени, т. е. в какой-то точке A этой прямой линии, имеем отрезки AB и AC, изображающие отклонения от положения равновесия, вызванные каждым из колебаний в этот момент. Сложив эти отрезки, мы получаем отрезок AD, изображающий результирующее отклонение в точке A. Выполнив такое построение для ряда точек на прямой (с учетом знаков отклонений, т. е. плюс — вверх, минус — вниз), соединим концы всех результирующих отрезков линией. Мы получим развертку суммарного колебания (сплошная кривая на рисунке). Оно имеет тот же период, что и основная гармоника, но форма его несинусоидальна.

Попробуем теперь вдвое уменьшить амплитуду обертона. Результат сложения в этом случае показан на рис. 31. На рис. 32

амплитуды обеих гармоник те же, что и на рис. 30, но обертон сдвинут по времени на четверть своего периода. Наконец, на рис. 33 обе гармоники взяты такими же, как на рис. 30, но добавлен еще второй обертон. Во всех случаях результирующие колебания получаются с одним и тем же периодом, но совершенно различными по форме.

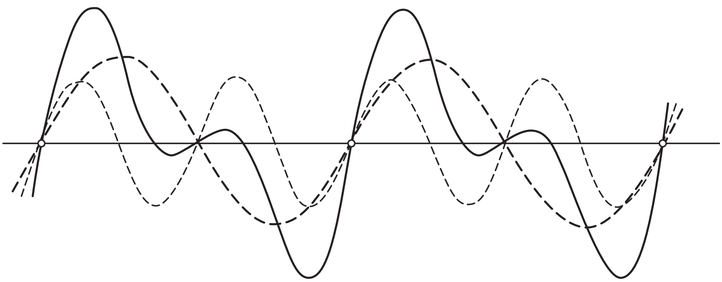


Рис. 31. То же, что на рис. 30, но амплитуда обертона вдвое меньше

Итак, *различие формы периодических колебаний связано с тем, сколько гармоник входит в их состав, с какими они входят амплитудами и фазами.*

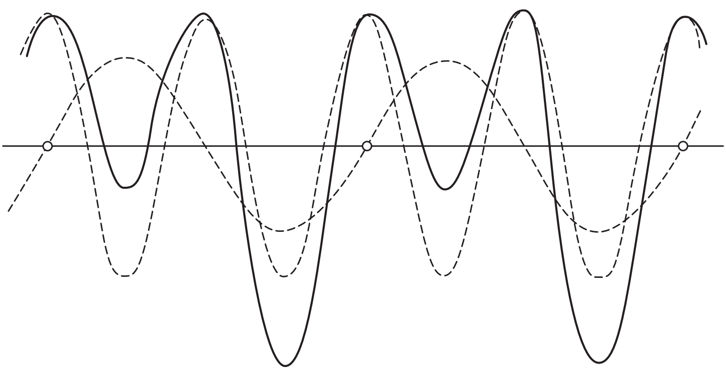


Рис. 32. То же, что на рис. 30, но обертон сдвинут на четверть своего периода

Мы брали для простоты всего две или три складываемые гармоники; но формы периодических колебаний могут быть (и чаще всего бывают) такими, что количество обертонов будет очень большим и даже бесконечно большим. При этом для всякой формы периодического колебания каждая его гармоника имеет вполне определенную амплитуду и фазу. Стоит изменить амплитуду или фазу хотя бы одной-единственной гармоники, и форма

результирующего периодического колебания в какой-то мере изменится.

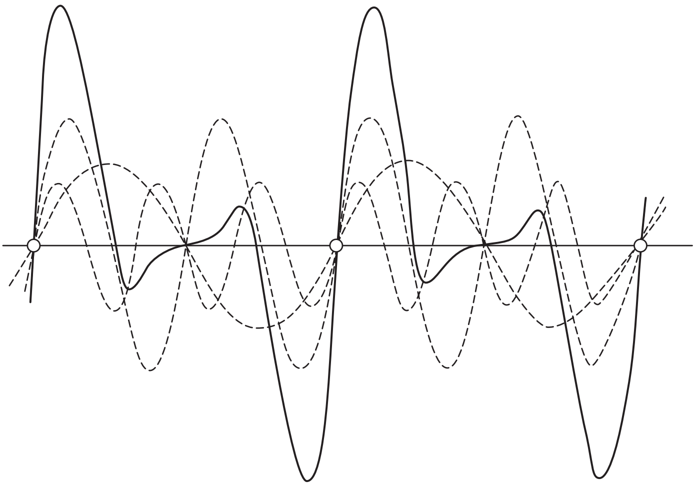


Рис. 33. То же, что на рис. 30, но добавлен второй обертон

Впрочем, очень часто изменения формы колебаний, обусловленные ф а з а м и гармоник, т. е. их сдвигами по времени, не играют роли в физическом явлении и поэтому не представляют интереса. Именно так, в частности, обстоит дело по отношению

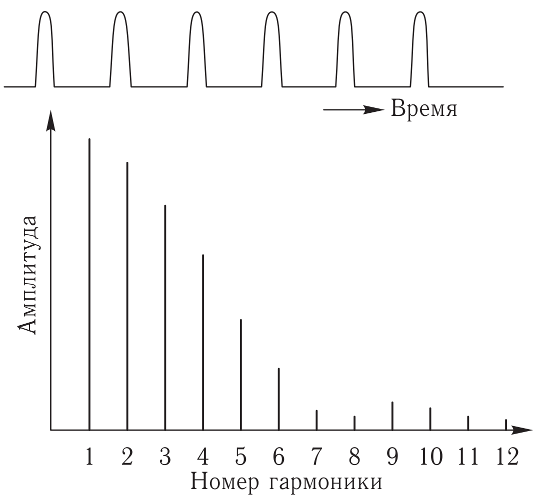


Рис. 34. Периодическое колебание в форме толчков и спектр такого колебания

к звуковым колебаниям, к которым мы обратимся в следующих параграфах. В таких случаях нам важно знать лишь ч а с т ó т ы и а м п л и т у д ы гармоник, входящих в состав данного сложного колебания. Набор этих частот и амплитуд называется *гармоническим спектром* (или просто *спектром*) данного колебания.

Спектры можно изображать в виде очень наглядных графиков, откладывая в определенном масштабе по горизонтальной оси частóты (или номера) гармоник, а по вертикали — их амплитуды. На рис. 34 показана осциллограмма колебания, представляющего собой периодические выбросы в одну сторону. Так меняется со временем, например, действующая периодическими толчками сила. В нижней части рисунка показан спектр этого колебания. Положение каждой линии определяет номер соответствующей гармоники и, следовательно, ее частоту, а высота линии — амплитуду этой гармоники.

Глава II. **ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ**

§ 18. Звуковые колебания. Колебания упругой пластинки, зажатой в тисках, имеют тем более высокую частоту, чем короче свободный (колеблющийся) кусок пластинки. Когда частота колебаний делается выше 16 Гц, мы начинаем слышать колебания пластинки. Выше (§ 4) мы убедились в том, что и звучащий камертон тоже колеблется. Вообще человеческое ухо слышит звук, когда на слуховой аппарат уха действуют механические колебания с частотой не ниже 16 Гц, но не выше 20 000 Гц (20 кГц). Колебания же с более низкими и более высокими частотами неслышимы [1]).

Таким образом, *звук обусловливается механическими колебаниями в упругих средах и телах* (*твердых, жидких и газообразных*), *частоты которых лежат в диапазоне от* 16 *до* 20 *кГц и которые способно воспринимать человеческое ухо.*

Соответственно этому механические колебания с указанными частотами называются *звуковыми* или *акустическими* (акустика — учение о звуке). Неслышимые механические колебания с частотами ниже звукового диапазона часто называют *инфразвуковыми*, а с частотами выше звукового диапазона, т. е. более 20 кГц — *ультразвуковыми*.

Если звучащее тело, например электрический звонок, поставить под колокол воздушного насоса, то по мере откачивания воздуха звук будет делаться все слабее и, наконец, совсем прекратится. Передача колебаний от звучащего тела осуществляется через воздух. Как именно происходит распространение колебаний в воздухе, мы рассмотрим позднее. Теперь же отметим только одно обстоятельство: при своих колебаниях звучащее тело попеременно то сжимает слой воздуха, прилегающий к поверхности тела, то, наоборот, создает разрежение в этом слое. Таким образом, распространение звука в воздухе начинается

---

[1]) Неслышимы сами по себе, т. е. если они не сопровождаются колебаниями иного происхождения и со слышимыми частотами. Скрип качелей не означает, что мы слышим их качания.

с колебаний плотности воздуха у поверхности колеблющегося тела.

Но колебания плотности воздуха можно создать и без колеблющегося тела. Если, например, быстро вращать диск с отверстиями, расположенными по окружности, и продувать через них струю воздуха (рис. 35), то позади отверстий струя будет прерывистой, получатся периодически следующие друг за другом уплотнения воздуха. Легко убедиться, что и в этом случае мы услышим звук.

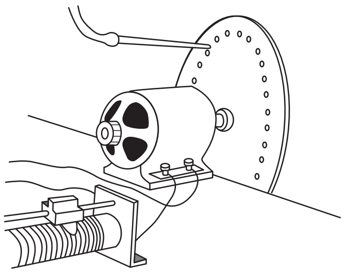


Рис. 35. Получение звука прерыванием струи воздуха

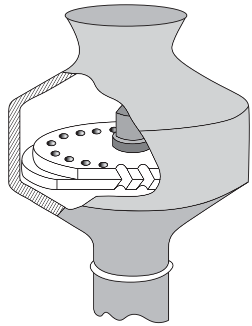


Рис. 36. Сирена

На прерывании воздушной струи основано устройство сирены. В этом источнике звука вращающийся диск располагается обычно над неподвижным диском с таким же числом отверстий, причем отверстия прорезаны наклонно (рис. 36). Этим достигается, во-первых, то, что подвижный диск приводится во вращение самой воздушной струей подобно колесу турбины, а во-вторых, одновременно прерывается столько струй, сколько отверстий в диске, благодаря чему звук значительно усиливается.

Сирена или даже простое устройство, изображенное на рис. 35, удобны в опытах тем, что позволяют легко определять период звуковых колебаний. Число прерываний воздушной струи в секунду равно, очевидно, произведению числа отверстий z на число оборотов n диска в 1 с, период же равен обратной величине:

$$T = \frac{1}{zn}.$$

Так как колебания воздуха, возникающие при работе сирены, не имеют характера гармонических, то число прерываний воздушной струи (zn) не является частотой колебания.

Как уже упоминалось, периодическое негармоническое движение не может быть охарактеризовано одной частотой, а представляет собой набор гармонических колебаний с частотами, кратными основной частоте $\nu = 1/T$ (§ 17).

§ 19. Предмет акустики. Вопросы, которыми занимается акустика, очень разнообразны. Некоторые из них в конечном счете связаны со свойствами и особенностями нашего слуха. Предметом физиологической акустики является сам орган слуха, его устройство и действие. Архитектурная акустика изучает распространение звука в помещениях, влияние на звук размеров и формы помещений, свойств материалов, покрывающих стены и потолки, и т. д. При этом опять-таки имеется в виду слуховое восприятие звука. Под тем же углом зрения музыкальная акустика исследует музыкальные инструменты и условия наилучшего их звучания.

Физическая акустика занимается изучением самих звуковых колебаний, а за последние десятилетия охватила и колебания, лежащие за пределами слышимости (ультраакустика). Она широко пользуется при этом разнообразными методами превращения механических колебаний в электрические и обратно, так называемыми методами электроакустики.

Применительно к звуковым колебаниям в число задач физической акустики входит и выяснение физических явлений, обусловливающих те или иные качества звука, различаемые на слух.

Мы различаем, например, музыкальные звуки (пение, свист, звучание струн, звон) и шумы (всевозможные трески, стуки, гром, шипение, скрип). Очевидно, было бы совсем неверно сказать, что музыкальные звуки извлекаются из музыкальных инструментов, а шумы нет. Существуют шумовые музыкальные инструменты (барабаны, литавры, кастаньеты и др.), а с другой стороны, мы говорим о свисте пуль, вое ветра, гудении проводов, гудении самолета и т. д., улавливая во всех подобных звуках некоторую музыкальность. Чем же отличаются колебания, дающие ощущение музыкального звука, от шумовых колебаний?

Прежде чем ответить на этот и ряд подобных вопросов, рассмотрим подробнее музыкальные звуки. Мы начинаем с них потому, что они более простые, чем шумы. Это видно хотя бы из того, что комбинация многих музыкальных звуков может дать ощущение шума, но никакая комбинация шумов не может дать музыкальный звук.

§ 20. Музыкальный тон. Громкость и высота тона. С помощью зеркальной развертки мы убедились в том, что колебания камертона по своей форме очень близки к гармоническому колебанию (§§ 4, 5). Отклонение от периодичности, обусловленное затуханием, у камертона невелико, т. е. амплитуда спадает медленно, в течение очень большого времени.

Звук, который мы слышим тогда, когда источник его совершает гармоническое колебание, называется *музыкальным тоном* или, коротко, *тоном*.

Согласно сказанному звук камертона дает хорошее представление о тоне.

Во всяком музыкальном тоне мы можем различить на слух два качества: *громкость* и *высоту*.

Простейшие наблюдения убеждают нас в том, что *громкость тона какой-либо данной высоты определяется амплитудой колебаний*. Звук камертона после удара по нему постепенно затихает. Это происходит вместе с затуханием колебаний, т. е. со спаданием их амплитуды. Ударив камертон сильнее, т. е. сообщив колебаниям бо́льшую амплитуду, мы услышим более громкий звук, чем при слабом ударе. То же можно наблюдать и со струной и вообще со всяким источником звука.

С каким свойством колебаний связана высота тона?

Если мы возьмем несколько камертонов разного размера, то не представит труда расположить их на слух в порядке возрастания высоты звука. Тем самым они окажутся расположенными и по размеру: самый большой камертон дает наиболее низкий

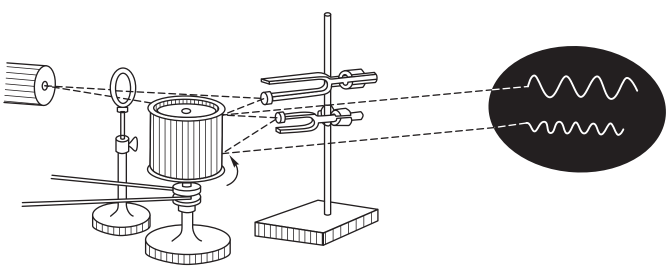


Рис. 37. Сравнение частот камертонов

звук, самый маленький — наиболее высокий. С помощью зеркальной развертки нетрудно увидеть, что чем меньше камертон, тем больше частота его колебаний. Рис. 37 показывает, как это можно сделать.

Таким образом, *высота тона определяется частотой колебаний*. Чем выше частота и, следовательно, чем короче период колебаний, тем более высокий звук мы слышим.

§ 21. Тембр. К тем же заключениям, что и в предыдущем параграфе, можно прийти, пользуясь не камертонами, а упрощенной сиреной — вращающимся диском с отверстиями, через которые продувается струя воздуха (рис. 35). Повышая напор струи воздуха, мы усиливаем колебания плотности воздуха позади отверстий. При этом звук, сохраняя одну и ту же высоту, делается громче. Ускоряя вращение диска, мы уменьшаем период прерываний воздушной струи. Вместе с тем звук, не меняясь по громкости, повышается. Можно также сделать в диске два или более рядов отверстий с разным количеством отверстий в каждом ряду. Продувание воздуха через каждый из рядов дает тем более высокий звук, чем больше отверстий в этом ряду, т. е. чем короче период прерываний.

Но, взяв в качестве источника звука сирену, мы получаем хотя и периодическое, но уже негармоническое колебание: плотность воздуха в прерывистой струе меняется резкими толчками. Наряду с этим и звук сирены, хотя и является музыкальным, но совсем не похож на тон камертона. Можно подобрать высоту звука сирены такой же, как и у какого-либо из камертонов, т. е., как говорят, заставить сирену звучать в *унисон* с камертоном. Можно при этом и громкость звука сделать одинаковой. Тем не менее мы легко отличим звук камертона от звука сирены.

Таким образом, если колебание не является гармоническим, то на слух оно имеет еще одно качество, кроме высоты и громкости, а именно — специфический оттенок, называемый *тембром*. По различному тембру мы легко распознаем звук голоса, свист, звучание струны рояля, скрипичной струны, звук флейты, гармонии и т. д., хотя бы все эти звуки имели одну и ту же высоту и громкость. По тембру же мы можем узнать голоса разных людей.

С чем же связан тембр звука, с какой особенностью колебаний?

На рис. 38 показаны осциллограммы звуковых колебаний, создаваемых роялем и кларнетом, причем для одной и той же ноты, т. е. для звука одной и той же высоты, соответствующей периоду 0,01 с. Осциллограммы показывают, что период обоих колебаний одинаков, но они сильно отличаются друг от друга по форме и, следовательно, различаются, как мы знаем (§ 17), своим гармоническим составом. Оба звука состоят из одних

и тех же гармонических колебаний (тонов), но в каждом из них эти тоны — основной и его обертоны — представлены с разными амплитудами и фазами.

Вопрос заключается, таким образом, в том, что же именно создает ощущение того или иного тембра: амплитуды ли гармоник, или их фазы, или и то и другое вместе.

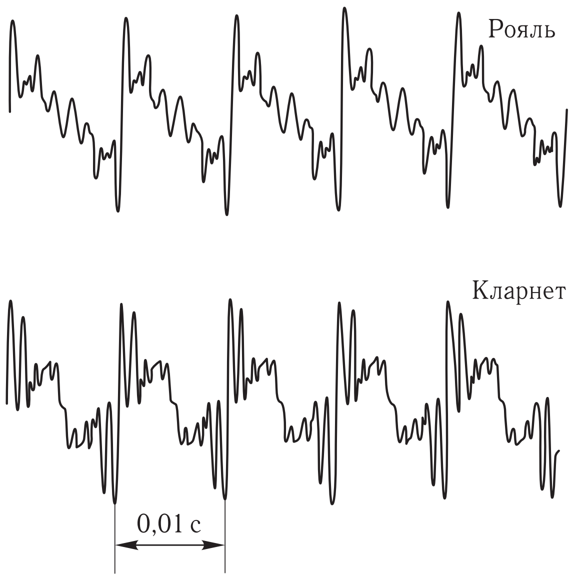


Рис. 38. Осциллограммы звуков рояля и кларнета

Исследование этого вопроса показало, что для нашего уха существенны только частóты и амплитуды тонов, входящих в состав звука, т. е. *тембр звука определяется его гармоническим спектром*. Сдвиги отдельных тонов по времени, другими словами, изменения фаз тонов, никак не воспринимаются на слух, хотя и могут очень сильно менять форму результирующего колебания. Таким образом, один и тот же звук может восприниматься при очень различных формах колебания. Важно только, чтобы сохранялся спектр, т. е. частоты и амплитуды составляющих тонов.

На рис. 39 изображены спектры тех звуков, осцилограммы которых показаны на рис. 38. Так как высоты звуков одинаковы, то и частоты тонов — основного и обертонов — одни и те же. Однако амплитуды отдельных гармоник в каждом спектре сильно различаются. В звуке рояля заметны гармоники до 18-й,

причем 15-я и 16-я практически отсутствуют, в то время как у кларнета налицо гармоники лишь до 12-й и отсутствуют вторая и четвертая гармоники.

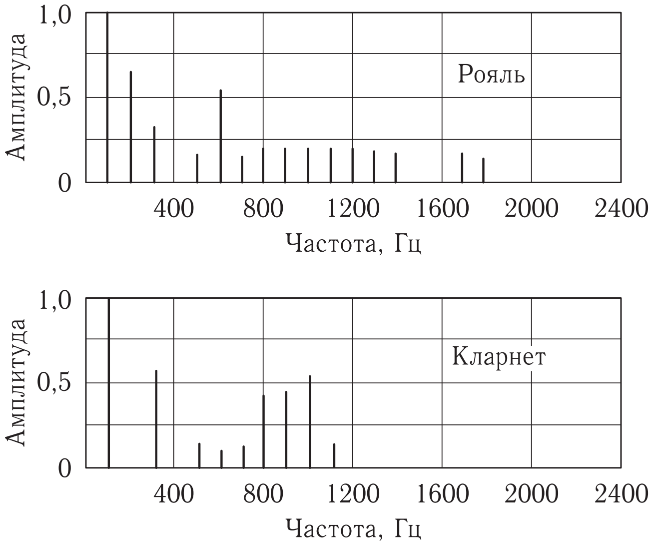


Рис. 39. Спектры звуков рояля и кларнета

§ 22. Акустический резонанс. Резонансные явления можно наблюдать на механических колебаниях любой частоты, в частности и на звуковых колебаниях. Пример звукового или акустического резонанса мы имеем в следующем опыте.

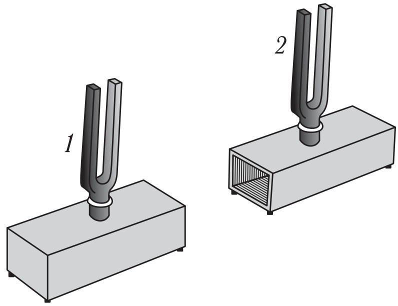


Рис. 40. Резонанс камертонов

Поставим рядом два одинаковых камертона, обратив отверстия ящиков, на которых они укреплены, друг к другу (рис. 40). Ящики нужны потому, что они усиливают звук камертонов. Это происходит вследствие резонанса между камертоном и столбом воздуха, заключенного в ящике; поэтому ящики называются резонаторами или резонансными ящиками. Подробнее мы объясним действие этих ящиков ниже, при изучении распространения зву-

ковых волн в воздухе. В опыте, который мы сейчас разберем, роль ящиков чисто вспомогательная.

Ударим один из камертонов и затем приглушим его пальцами. Мы услышим, как звучит второй камертон.

Возьмем два разных камертона, т. е. с различной высотой тона, и повторим опыт. Теперь каждый из камертонов уже не будет откликаться на звук другого камертона.

Нетрудно объяснить этот результат. Колебания одного камертона (*1*) действуют через воздух с некоторой силой на второй камертон (*2*), заставляя его совершать вынужденные колебания. Так как камертон *1* совершает гармоническое колебание, то и сила, действующая на камертон *2*, будет меняться по закону гармонического колебания с частотой камертона *1*. Если частота силы та же, что и собственная частота камертона *2*, то имеет место резонанс — камертон *2* сильно раскачивается. Если же частота силы иная, то вынужденные колебания камертона *2* будут настолько слабыми, что мы их не услышим.

Так как камертоны обладают очень небольшим затуханием, то резонанс у них острый (§ 14). Поэтому уже небольшая разность между частотами камертонов приводит к тому, что один перестает откликаться на колебания другого. Достаточно, например, приклеить к ножкам одного из двух одинаковых камертонов кусочки пластилина или воска, и камертоны уже будут расстроены, резонанса не будет.

Мы видим, что все явления при вынужденных колебаниях происходят у камертонов так же, как и в опытах с вынужденными колебаниями груза на пружине (§ 12).

Если звук представляет собой *ноту* (периодическое колебание), но не является *тоном* (гармоническим колебанием), то это означает, как мы знаем, что он состоит из суммы тонов: наиболее низкого (основного) и обертонов. На такой звук камертон должен резонировать всякий раз, когда частота камертона совпадает с частотой какой-либо из гармоник звука. Опыт можно произвести с упрощенной сиреной и камертоном, поставив отверстие резонатора камертона против прерывистой воздушной струи. Если частота камертона равна 300 Гц, то, как легко убедиться, он будет откликаться на звук сирены не только при 300 прерываниях в секунду (резонанс на основной тон сирены), но и при 150 прерываниях — резонанс на первый обертон сирены, и при 100 прерываниях — резонанс на второй обертон, и т. д.

Нетрудно воспроизвести со звуковыми колебаниями опыт, аналогичный опыту с набором маятников (§ 16). Для этого нужно только иметь набор звуковых резонаторов — камертонов,

струн, органных труб. Очевидно, струны рояля или пианино образуют как раз такой и притом очень обширный набор колебательных систем с разными собственными частотами. Если, открыв рояль и нажав педаль, громко пропеть над струнами какую-нибудь ноту, то мы услышим, как инструмент откликается звуком той же высоты исходного тембра. И здесь наш голос создает через воздух периодическую силу, действующую на все струны. Однако откликаются только те из них, которые находятся в резонансе с гармоническими колебаниями — основным и обертонами, входящими в состав спетой нами ноты.

Таким образом, и опыты с акустическим резонансом могут служить прекрасными иллюстрациями справедливости теоремы Фурье.

§ 23. Запись и воспроизведение звука. Мы привыкли к тому, что в телефонной трубке, проигрывателе, магнитофоне, громкоговорителе звучит человеческий голос и играет музыка, т. е. к тому, что металлическая пластинка (мембрана) заменяет сложный голосовой аппарат человека и даже целый хор или оркестр. Но по сути дела мы имеем здесь акустическую имитацию. Как же она достигается?

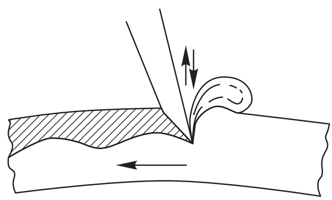


Рис. 41. Звуковая борозда, вычерчиваемая иглой фонографа

Современный проигрыватель появился в результате усовершенствования фонографа («звукозаписывателя»), созданного более ста лет назад американским изобретателем Томасом Алва Эдисоном (1847–1931). Устройство фонографа было чрезвычайно простым. Колебания воздуха, вызываемые источником звука, заставляли колебаться мембрану и прикрепленную к ней иглу. Игла при этом чертила на покрытом воском вращающемся цилиндре борозду переменной глубины. На рис. 41 показан сильно увеличенный разрез через иглу и борозду. Профиль дна этой борозды в сущности есть развертка или осциллограмма колебаний конца иглы. Поставив иглу на исходную точку борозды и вновь вращая покрытый воском цилиндр, мы получим следующее. Неровное дно борозды вызовет те же колебания иглы и мембраны, которые они совершали при записи звука (в фонографе при записи и воспроизведении звука использовалась одна и та же мембрана). От мембраны колебания передадутся воздуху, и мы услышим воспроизведенные звуки.

В дальнейшем запись звука в виде борозды переменной глубины была заменена поперечной записью, т. е. в виде борозды с поперечными извилинами. На современных пластинках звуковая борозда (дорожка) имеет форму спирали, по которой при вращении пластинки движется игла, обычно от края пластинки к ее центру. Извилины этой дорожки легко рассмотреть в сильное увеличительное стекло (рис. 42).

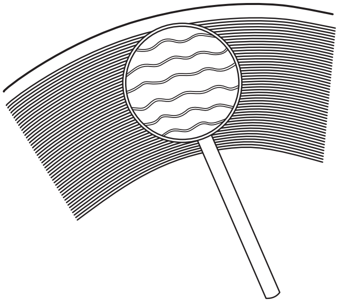


Рис. 42. Звуковая дорожка на современной пластинке

Не останавливаясь на технических усовершенствованиях (подборе материала для пластинок, технологии их изготовления, способах записывания звука и т. п.), обратим внимание на основную задачу всякого воспроизведения звука.

При записи и воспроизведении звука мы имеем ряд превращений колебаний воздуха в иные колебания и затем ряд обратных превращений. Запись на пластинку состоит в превращении колебаний воздуха в колебания мембраны и иглы, а игла создает извилины на пластинке. Запись звука на киноленту или на намагничивающуюся ленту (магнитофон) содержит еще больше превращений.

Задача заключается в том, чтобы при всех этих превращениях как можно меньше исказить спектр колебаний, т. е. сохранить тембр первичного звука. Сильные искажения спектра колебаний изменяют звучание музыкальных инструментов и голоса (делают их «не похожими на самих себя»), могут сделать речь неразборчивой, и т. п.

Для звукового восприятия само по себе неважно, что́ именно заставляет воздух колебаться — мембрана или, например, несколько десятков инструментов большого оркестра. Важно только то, чтобы в обоих случаях до нашего уха доходили колебания с одним и тем же спектром.

§ 24. Анализ и синтез звука. При помощи наборов акустических резонаторов можно установить, какие тоны входят в состав данного звука и с какими амплитудами они присутствуют в данном звуке. Такое установление гармонического спектра сложного звука называется его *гармоническим анализом*. Раньше такой анализ действительно производился с помощью наборов резонаторов, в частности резонаторов Гельмгольца, представляющих собой полые шары разного размера, снабженные отростком,

вставляющимся в ухо, и имеющие отверстие с противоположной стороны (рис. 43). Действие такого резонатора, как и действие резонансного ящика камертона, мы объясним ниже (§ 51). Для анализа звука существенно то, что всякий раз, когда в анализируемом звуке содержится тон с частотой резонатора, последний начинает громко звучать в этом тоне.

Такие способы анализа, однако, очень неточны и кропотливы. В настоящее время они вытеснены значительно более совершенными, точными и быстрыми электроакустическими способами. Суть их сводится к тому, что акустическое колебание сначала преобразуется в электрическое колебание с сохранением той же формы, а следовательно, имеющее такой же спектр (§ 17); затем уже это электрическое колебание анализируется электрическими методами.

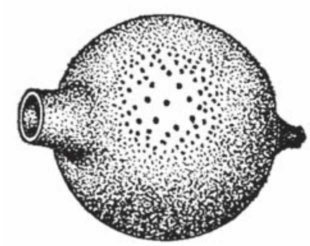


Рис. 43. Резонатор Гельмгольца

Укажем один существенный результат гармонического анализа, касающийся звуков нашей речи. По тембру мы можем узнать голос человека. Но чем различаются звуковые колебания, когда один и тот же человек поет на одной и той же ноте различные гласные: *а*, *и*, *о*, *у*, *э*? Другими словами, чем различаются в этих случаях периодические колебания воздуха, вызываемые голосовым аппаратом при разных положениях губ и языка и изменениях формы полостей рта и горла? Очевидно, в спектрах гласных должны быть какие-то особенности, характерные для каждого гласного звука, сверх тех особенностей, которые создают тембр голоса данного человека. Гармонический анализ гласных подтверждает это предположение, а именно, гласные звуки характеризуются наличием в их спектрах областей обертонов с большой амплитудой, причем эти области лежат для каждой гласной всегда на одних и тех же частотах, независимо от высоты пропетого гласного звука. Эти области сильных обертонов называются *формантами*. Каждая гласная имеет две характерные для нее форманты. На рис. 44 показано положение формант гласных *у*, *о*, *а*, *э*, *и*.

Очевидно, если искусственным путем воспроизвести спектр того или иного звука, в частности спектр гласной, то наше ухо получит впечатление этого звука, хотя бы его «естественный источник» отсутствовал. Особенно легко удается осуществлять такой синтез звуков (и синтез гласных) с помощью электроакустических устройств. Электрические музыкальные инстру-

менты позволяют очень просто изменять спектр звука, т. е. менять его тембр. Простое переключение делает звук похожим на звуки то флейты, то скрипки, то человеческого голоса или же совсем своеобразным, не похожим на звук ни одного из обычных инструментов.

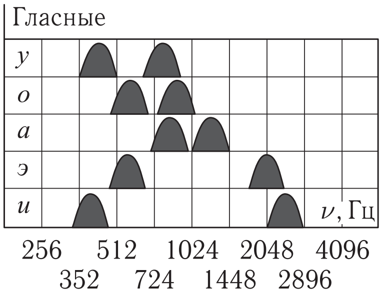


Рис. 44. Положение формант гласных звуков на шкале частот

§ 25. Шумы. При многократном проигрывании пластинки игла проигрывателя портит звуковую дорожку, края ее крошатся, форма искажается и т. п. Результатом является шипение такой заигранной пластинки. Наличие трещин в пластинке дает щелчки при ее проигрывании. Таким образом, всякие неправильности звуковой дорожки, вызывающие мелкие и крупные скачки иглы, создают шум. Этот пример позволяет подметить основные черты, отличающие друг от друга музыкальные и шумовые колебания, хотя, конечно, резко разграничить их нельзя.

Музыкальный звук (ноту) мы слышим тогда, когда колебание периодическое. Например, такого рода звук издает струна рояля. Если одновременно ударить несколько клавиш, т. е. заставить звучать несколько нот, то ощущение музыкального звука сохранится, но отчетливо выступит различие *консонирующих* и *диссонирующих* нот. *Консонансом* называется приятное для слуха созвучие, а *диссонансом* — неприятное, «режущее слух». Оказывается, что консонируют те ноты, периоды которых находятся в отношениях небольших целых чисел. Например, консонанс получается при отношении периодов 2 : 3 (это созвучие называется в теории музыки *квинтой*), при 3 : 4 (*кварта*), 4 : 5 (*большая терция*) и т. д. Если же периоды относятся как большие числа, например 19 : 23, то получается диссонанс — музыкальный, но неприятный звук. Еще дальше мы уйдем от периодичности колебаний, если одновременно ударим по многим клавишам, положив

для этого на клавиатуру линейку. Звук получится уже шумоподобным.

Для шумов характерна сильная непериодичность формы колебаний: либо это — длительное колебание, но очень неправильное, сложное по форме (шипение, скрип), либо же отдельные выбросы (щелчки, стуки). С этой точки зрения к шумам следует отнести и звуки, выражаемые согласными (шипящие, губные и т. д.). На рис. 45 показаны примеры осциллограмм и спектров шумовых колебаний.

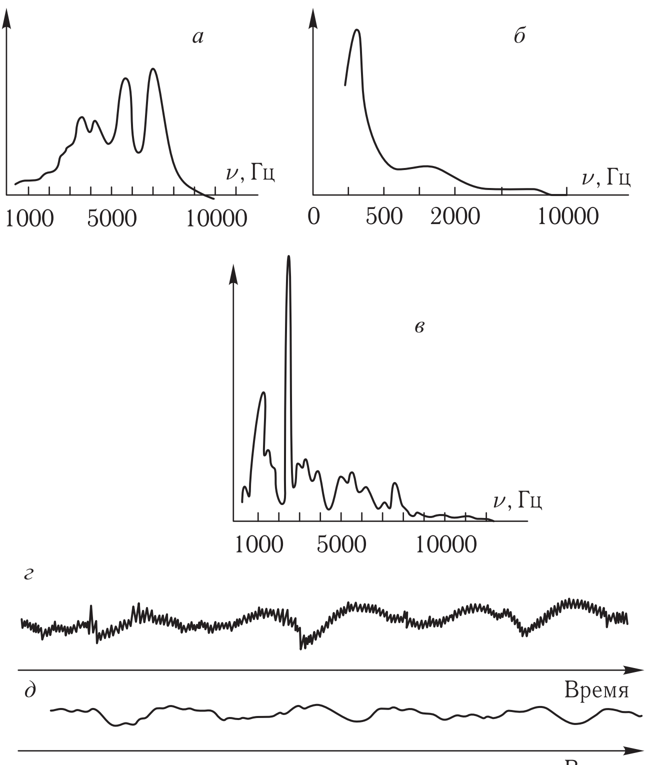


Рис. 45. Спектр шума согласной «с» (*а*), бунзеновской горелки (*б*), пылесоса (*в*) и осциллограмма шума выхлопа мотора без глушителя (*г*) и с глушителем (*д*)

Во всех случаях *шумовые колебания состоят из огромного количества гармонических колебаний с разными частотами*. К этому мы и приближались по мере того, как увеличивали число одновременно ударяемых клавиш рояля.

Таким образом, у гармонического колебания спектр состоит из одной-единственной частоты. У периодического колебания спектр состоит из набора частот — основной и кратных ей. У консонирующих созвучий мы имеем спектр, состоящий из нескольких таких наборов частот, причем основные частоты относятся как небольшие целые числа. У диссонирующих созвучий основные частоты уже не находятся в таких простых отношениях. Чем больше в спектре разных частот, тем ближе мы подходим к шуму. Типичные шумы имеют спектры, в которых присутствует чрезвычайно много частот.

Глава III. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

§ 26. Электрические колебания. Методы их наблюдения. До сих пор мы рассматривали механические колебания, представляющие собой вид движения тел. На все вопросы, касающиеся таких колебаний, можно получить ответ в кинематике и в динамике. Но мы уже упомянули выше (§ 2), что наряду с механическими колебаниями и колебательными системами существуют электрические колебания и колебательные системы. Их значение для техники, пожалуй, даже больше, чем механических. К электрическим колебаниям мы теперь и перейдем.

Что именно и каким образом колеблется в этом случае?

Может колебаться электрический заряд на обкладках конденсатора, электрический ток в проводниках, электродвижущая сила на клеммах генератора, напряжение на каком-либо сопротивлении и т. д. Другими словами, колеблются электрические величины. Говоря «колеблются», мы подразумеваем, что эти величины не остаются постоянными, а меняются с течением времени. Но подобно тому как не всякое механическое движение является колебанием, так и не всякое изменение электрических величин со временем есть электрическое колебание.

Мы видели, что для механических колебаний существенна повторяемость движения, его периодичность. Эта же черта существенна и для электрических колебаний. Если изменение какой-либо электрической величины, например тока, происходит периодически, повторяясь, то мы назовем такое изменение *электрическим колебанием*. Примером такого процесса является уже знакомый нам переменный ток в осветительной электросети, который меняется по закону гармонического колебания (см. том II, §§ 152, 153).

Мы не можем непосредственно воспринимать электрические колебания подобно тому, как мы видим колебания маятника и слышим колебания камертона. Но, как мы знаем, и электрически заряженные тела, и проводники, по которым течет электрический ток, взаимодействуют между собой с некоторыми силами. На измерении этих сил основано

измерение самих электрических величин: зарядов, токов, напряжений и т. п. (см. том II, §§ 25, 135). Благодаря этим силам получается механическое движение в электродвигателях (см. том II, §§ 171–173). С помощью этих же (электростатических и электродинамических) сил можно самыми различными способами превратить электрические колебания в механические.

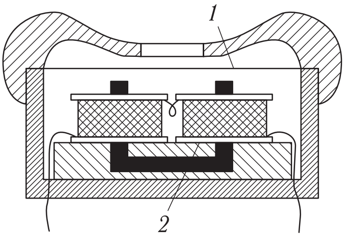


Рис. 46. Телефон (схематически): *1* — мембрана, *2* — электромагнит

Один из таких способов состоит в использовании силы притяжения электромагнита и применяется, в частности, в телефоне и в электромагнитном громкоговорителе. На рис. 46 схематически показано устройство телефона. Ток пропускается по обмотке электромагнита, полюсы которого расположены перед серединой мембраны — круглой железной пластинки, зажатой по краю. При колебаниях тока колеблется сила притяжения, действующая на мембрану; результатом являются вынужденные колебания мембраны.

Если сердечник электромагнита не имеет постоянного намагничения, т. е. притягивает мембрану только тогда, когда по обмотке течет ток, то телефон будет сильно искажать звук. Дело в том, что мембрана будет притягиваться к сердечнику при любом направлении тока в обмотке, и, следовательно, период силы, действующей на мембрану, будет вдвое короче периода переменного тока в обмотке. Чтобы этого избежать, применяют электромагниты с постоянно намагниченным сердечником. В этом случае сила притяжения мембраны при одном направлении тока в обмотке будет больше, чем в отсутствие тока, а при противоположном направлении — меньше. Таким образом, период притягивающей силы теперь будет тот же, что и период тока. Конечно, и в этих условиях превращение электрических колебаний в механические не свободно от искажений: форма колебаний мембраны повторяет форму колебаний силы тока не вполне точно. Однако возможность практического использования таких электроакустических приборов (телефона, громкоговорителя) на том и основана, что искажения могут быть сделаны достаточно малыми.

Включив телефон или громкоговоритель в осветительную сеть (через сопротивление 100–200 кОм, так как напряжение 220 В слишком велико для этих приборов), мы услышим гудение — «голос» городского тока. Колебания мембраны, вызванные колебаниями этого тока, имеют частоту тока, т. е. 50 Гц, и, следовательно, являются звуковыми колебаниями.

Другой способ превращения колебаний тока в механические колебания состоит в использовании поворота катушки с током в магнитном поле. На этом основано устройство шлейфового осциллографа (см. том II, § 152).

Легкая узкая петля (шлейф) успевает следовать за очень быстрыми колебаниями тока — до 20 кГц, но для более высоких частот необходим осциллограф, обладающий еще меньшей инерцией. Таким прибором является электронный осциллограф. Колебания в этом приборе воспроизводятся движением пучка быстро летящих электронов. Устройство электронного осциллографа показано на рис. 47.

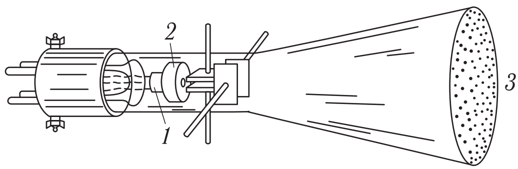


Рис. 47. Электронный осциллограф. Для ясности выводы от управляющих пластин показаны пропущенными через стенки трубки. В действительности их подводят к ножкам на цоколе (слева)

Электроны испускаются накаленным катодом *1* и ускоряются по направлению к аноду *2* благодаря тому, что между катодом (−) и анодом (+) приложено напряжение (несколько сотен или тысяч вольт). Электроны проходят в виде тонкого пучка через отверстие в аноде (стеклянный баллон, разумеется, откачан до высокого вакуума). Экран покрыт веществом, которое светится (флуоресцирует) под ударами электронов. Таким образом, электронный пучок создает на флуоресцирующем экране *3* светлое пятнышко. Электрический заряд, приносимый пучком электронов на экран, постепенно стекает затем по внутренней поверхности стекла обратно к катоду. Чтобы облегчить и ускорить это стекание заряда, стенки трубки покрыты изнутри слоем проводящего вещества (графита).

Позади анода расположены две пары металлических так называемых *управляющих* пластин — горизонтальная и вертикальная. Если на какую-либо из этих пар дать постоянное напряжение, то электрическое поле между пластинами отклонит пучок соответственно либо в вертикальном, либо в горизонтальном направлении.

Если к первой (горизонтальной) паре пластин подвести переменное напряжение, то светлое пятнышко будет колебаться на экране вверх и вниз, воспроизводя периодическое изменение

приложенного напряжения. Одновременно к другой паре пластин подводится равномерно нарастающее напряжение. Это напряжение заставляет пятнышко пробегать по экрану в горизонтальном направлении, например от левого края к правому. Для того чтобы пятнышко, достигшее правого края, вновь чрезвычайно быстро вернулось к левому и могло повторить свое движение, надо очень резко снизить напряжение до первоначального значения и затем заставить его вновь равномерно возрастать. Такое пилообразное напряжение (рис. 48) обеспечивает периодически повторяющееся пробегание пятнышка по экрану, т. е. играет ту же роль, что и вращающееся зеркало в механическом осциллографе. Оно называется поэтому *развертывающим напряжением* или, как часто говорят, *разверткой*. В результате на экране электронный пучок рисует развертку колебания, поданного на первую пару пластин.

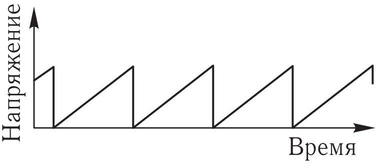


Рис. 48. Пилообразное напряжение для развертки колебаний

Инерция электронов крайне мала, поэтому электронный пучок успевает следовать за чрезвычайно быстрыми колебаниями — до тысяч мегагерц. Предел ставится временем пролета электронов через управляющие пластины: электроны будут хорошо следовать за изменением напряжения, если за время их пролета через пару управляющих пластин напряжение на этих пластинах не успевает сильно измениться.

§ 27. Колебательный контур. Переменный ток в осветительной сети получается потому, что генераторы на электростанции дают переменную электродвижущую силу. Такая электродвижущая сила возникает, как мы видели (см. том II, § 167), в проволочной рамке, равномерно вращающейся в магнитном поле, причем ее период определяется угловой скоростью вращения рамки.

Таким образом, колебания тока в цепи вызываются колебаниями электродвижущей силы, действующей в этой цепи, подобно тому как вынужденные колебания тела вызываются колебаниями приложенной к нему механической силы. Колебания тока являются в данном случае вынужденными колебаниями.

Но существуют такие электрические цепи, в которых могут происходить свободные электрические колебания, т. е. колебания без действия какой-либо внешней периодической электро-

движущей силы, другими словами, существуют электрические колебательные системы. Мы рассмотрим теперь простейшую электрическую систему такого рода, а именно *колебательный контур*. Так называется цепь, получающаяся при подсоединении конденсатора к катушке индуктивности (рис. 49, *а*).

Электрические свойства такой цепи определяются емкостью C конденсатора, индуктивностью L катушки и сопротивлением цепи (т. е. в основном катушки) R. В состоянии равновесия в контуре нет тока и конденсатор не заряжен. Для того чтобы возникли свободные колебания, надо каким-либо способом нарушить состояние равновесия — зарядить конденсатор или возбудить (индуцировать) ток, а затем предоставить контур самому себе. На рис. 49, *а* контур выводится из состояния равновесия тем, что конденсатору сообщается начальный заряд. Для этого служат батарея и переключатель.

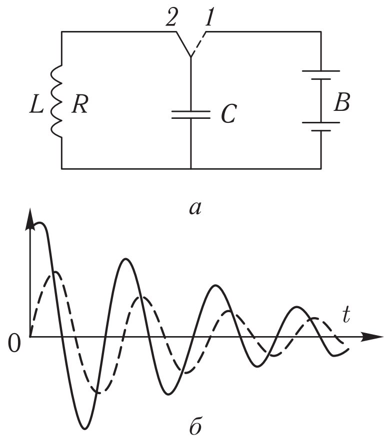


Рис. 49. *а*) Схема колебательного контура; *б*) осциллограммы напряжения на конденсаторе (сплошная линия) и тока (штриховая линия) в контуре

При одном положении переключателя (положение *1* на рис. 49, *а*) контур разомкнут и конденсатор подключен к батарее, которая и заряжает его до напряжения на клеммах батареи. Переведя переключатель в положение *2*, мы отключаем батарею и замыкаем контур. С этого момента в контуре и начинаются свободные электрические колебания: заряд (и напряжение) на конденсаторе попеременно меняет знак, проходя через нулевое значение, как это показано на рис. 49, *б* сплошной линией. Аналогичным образом меняется ток в контуре (штриховая линия на том же рисунке), но со сдвигом по времени: ток проходит через нуль приблизительно в те моменты, когда напряжение на конденсаторе имеет наибольшие положительные и отрицательные значения.

Чем меньше сопротивление R контура, тем меньше затухание колебаний и тем точнее совпадают по времени моменты прохождения тока через нуль с моментами наибольших значений напряжения на конденсаторе. В идеальном случае пол-

ного отсутствия сопротивления колебания тока и напряжения изображались бы двумя синусоидами, сдвинутыми на четверть периода. Для выяснения ряда основных закономерностей мы уже неоднократно обращались выше к идеальной колебательной системе, в которой отсутствуют потери энергии. Рассмотрим теперь и электрические колебания в идеальном, т. е. не имеющем сопротивления, контуре. (Как мы помним, свободные незатухающие колебания называются в этом случае собственными.)

Как и почему происходят эти колебания тока и напряжения? В этом нетрудно разобраться, если вспомнить, что магнитное поле не может мгновенно исчезнуть или появиться. Действительно, всякое изменение магнитного поля сопровождается возникновением электродвижущей силы индукции, вызывающей в проводах индукционный ток. Направление этого тока по закону Ленца таково, что создаваемое им магнитное поле стремится компенсировать изменение магнитного поля, вызывающего индукцию (см. том II, § 139). Это индукционное магнитное поле замедляет изменение начального поля, препятствуя его мгновенному исчезновению или появлению. Таким образом, магнитное поле обладает инерцией подобно инерции тела. Тело не может мгновенно остановиться или сдвинуться с места, так как это означало бы бесконечно большое ускорение и, следовательно, по закону Ньютона, потребовало бы бесконечно большой силы.

Когда мы замыкаем заряженный конденсатор на катушку, то в первый момент напряжение на конденсаторе максимально, а ток в цепи равен нулю. Однако с этого момента начинается движение зарядов, перетекающих с одной обкладки на другую, и, следовательно, появляется ток, вызывающий магнитное поле. Магнитное поле, а значит, и обусловливающий его ток не могут согласно сказанному мгновенно принять свое максимальное значение, а будут нарастать постепенно. Поскольку ток переносит заряды с одной обкладки на другую, напряжение на конденсаторе постепенно падает (конденсатор разряжается). Таким образом, увеличение индукции магнитного поля идет параллельно с убыванием напряженности электрического поля. Это и понятно, ибо, согласно закону сохранения энергии, увеличение энергии магнитного поля должно сопровождаться уменьшением энергии электрического поля. Поэтому, когда напряжение на конденсаторе станет равным нулю и электрическая энергия исчезнет, магнитная энергия достигнет максимума. В этот момент будут максимальными и ток и индукция магнитного поля в катушке.

Так как магнитное поле (а значит, и ток) не может сразу исчезнуть, то перетекание заряда будет продолжаться в том же направлении, и конденсатор начнет заряжаться, но обкладка, бывшая ранее отрицательной, будет теперь заряжаться положительно, и обратно. Ток будет ослабевать и в определенный момент обратится в нуль, конденсатор же в этот момент будет вновь заряжен до наибольшего напряжения, но с обратным знаком.

Далее ток будет течь в обратную сторону, так что в итоге конденсатор вновь перезарядится, т. е. мы вернемся к исходному состоянию, которое было в момент замыкания переключателя.

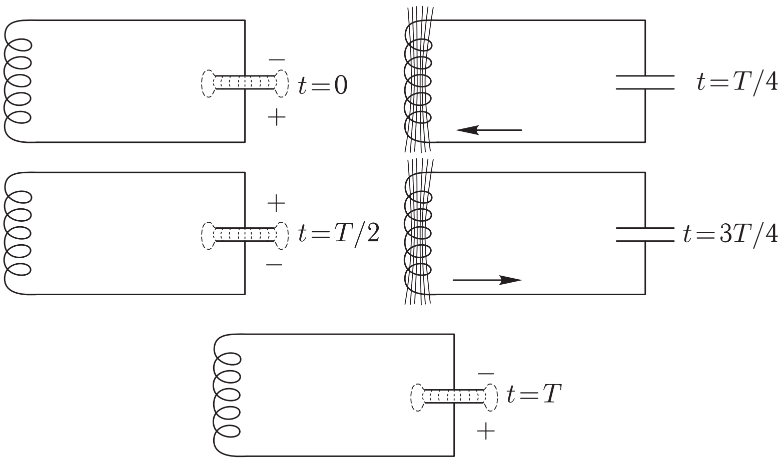


Рис. 50. Колебания в контуре (см. рис. 49). Показаны состояния контура через каждую четверть периода T от момента включения заряженного конденсатора

На рис. 50 показаны пять состояний контура — через каждые четверть периода, причем последний рисунок (по истечении полного периода) совпадает с первым. Штриховыми линиями показаны линии электрического поля в конденсаторе и линии магнитного поля в катушке.

§ 28. Аналогия с механическими колебаниями. Формула Томсона. Если сравнить рис. 50 с рис. 17, на котором показаны колебания тела на пружинах, то нетрудно установить большое сходство во всех стадиях процесса. Можно составить своего рода «словарь», с помощью которого описание электрических колебаний можно тотчас же перевести на описание механических, и обратно. Вот этот словарь.

Механическое колебание	*Электрическое колебание*
1) масса тела,	1) индуктивность катушки,
2) упругость пружины,	2) емкость конденсатора,
3) отклонение тела от положения равновесия,	3) заряд на конденсаторе,
4) скорость тела,	4) ток,
5) потенциальная энергия,	5) электрическая энергия (энергия электрического поля),
6) кинетическая энергия,	6) магнитная энергия (энергия магнитного поля).

Попробуйте перечитать предыдущий параграф с этим «словарем». В начальный момент конденсатор заряжен (тело отклонено), т. е. системе сообщен запас электрической (потенциальной) энергии. Начинает течь ток (тело приобретает скорость), через четверть периода ток и магнитная энергия наибольшие, а конденсатор разряжен, заряд на нем равен нулю (скорость тела и его кинетическая энергия наибольшие, причем тело проходит через положение равновесия), и т. д.

Заметим, что начальный заряд конденсатора и, следовательно, напряжение на нем создаются электродвижущей силой батареи. С другой стороны, начальное отклонение тела создается приложенной извне силой. Таким образом, сила, действующая на механическую колебательную систему, играет роль, аналогичную электродвижущей силе, действующей на электрическую колебательную систему. Наш «словарь» может быть поэтому дополнен еще одним «переводом»:

7) сила,	7) электродвижущая сила.

Сходство закономерностей обоих процессов идет и дальше. Механические колебания затухают из-за трения: при каждом колебании часть энергии превращается из-за трения в теплоту, поэтому амплитуда делается все меньше. Точно так же при каждой перезарядке конденсатора часть энергии тока переходит в теплоту, выделяющуюся из-за наличия сопротивления у провода катушки. Поэтому и электрические колебания в контуре тоже затухают. *Сопротивление играет для электрических колебаний ту же роль, что трение для механических колебаний.*

В 1853 г. английский физик Вильям Томсон (лорд Кельвин, 1824–1907) показал теоретически, что собственные электрические колебания в контуре, состоящем из конденсатора емкости C и катушки индуктивности L, являются гармоническими,

и период их выражается формулой

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

(L — в генри, C — в фарадах, T — в секундах). Эта простая и очень важная формула называется *формулой Томсона*. Сами колебательные контуры с емкостью и индуктивностью часто тоже называют *томсоновскими*, так как Томсон впервые дал теорию электрических колебаний в таких контурах. В последнее время все чаще используется термин «LC-контур» (и аналогично «RC-контур», «LR-контур» и т. п.).

Сравнивая формулу Томсона с формулой, определяющей период гармонических колебаний упругого маятника (§ 9), $T = 2\pi\sqrt{m/k}$, мы видим, что масса m тела играет такую же роль, как индуктивность L, а жесткость k пружины — такую же роль, как величина, обратная емкости ($1/C$). В соответствии с этим в нашем «словаре» вторую строку можно записать и так:

2) жесткость пружины,	2) величина, обратная емкости конденсатора.

Подбирая разные L и C, можно получить любые периоды электрических колебаний. Естественно, в зависимости от периода электрических колебаний надо пользоваться различными способами их наблюдения и записи (осциллографирования). Если взять, например, $L = 0{,}5$ Гн и $C = 0{,}5$ мкФ, то период будет

$$T = 2\pi\sqrt{0{,}5 \cdot 0{,}0000005} = 0{,}0031 \text{ с},$$

т. е. колебания будут происходить с частотой около 320 Гц. Это пример электрических колебаний, частота которых лежит в звуковом диапазоне. Такие колебания можно услышать при помощи телефона и записать на шлейфовом осциллографе. Электронный осциллограф позволяет получить развертку как таких, так и более высокочастотных колебаний. В радиотехнике используются чрезвычайно быстрые колебания — с частотами во много миллионов герц. Электронный осциллограф позволяет наблюдать их форму так же хорошо, как мы можем с помощью следа маятника на закопченной пластинке (§ 3) видеть форму колебаний маятника.

Осциллографирование свободных электрических колебаний при однократном возбуждении колебательного контура обычно не применяется. Дело в том, что состояние равновесия в контуре устанавливается всего лишь за несколько периодов, или, в лучшем случае, за несколько десятков периодов (в зависимости от соотношения между индуктивностью контура L,

его емкостью C и сопротивлением R). Если, скажем, процесс затухания практически заканчивается за 20 периодов, то в приведенном выше примере контура с периодом в 0,0031 с вся вспышка свободных колебаний займет всего 0,06 с и уследить за осциллограммой при простом визуальном наблюдении будет весьма трудно. Задача легко решается, если весь процесс — от возбуждения колебаний до их практически полного угасания — периодически повторять. Сделав развертывающее напряжение электронного осциллографа тоже периодическим и синхронным с процессом возбуждения колебаний, мы заставим электронный пучок многократно «рисовать» одну и ту же осциллограмму на одном и том же месте экрана. При достаточно частом повторении наблюдаемая на экране картина вообще будет казаться непрерывающейся, т. е. мы увидим неподвижную и неизменную кривую, представление о которой дает рис. 49, *б*.

В схеме с переключателем, показанной на рис. 49, *а*, многократное повторение процесса можно получить просто, периодически перебрасывая переключатель из одного положения в другое.

Радиотехника располагает для этой же цели гораздо более совершенными и быстрыми электрическими способами переключения, использующими схемы с электронными лампами. Но еще до изобретения электронных ламп был придуман остроумный способ периодического повторения возбуждения затухающих колебаний в контуре, основанный на использовании искрового разряда. Ввиду простоты и наглядности этого способа мы остановимся на нем несколько подробнее.

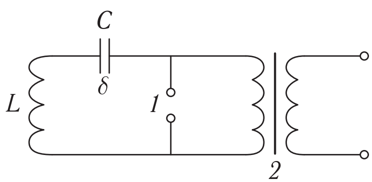


Рис. 51. Схема искрового возбуждения колебаний в контуре

Колебательный контур разорван небольшим промежутком (искровой промежуток *1*), концы которого присоединены ко вторичной обмотке повышающего трансформатора *2* (рис. 51). Ток от трансформатора заряжает конденсатор *3* до тех пор, пока напряжение на искровом промежутке не станет равным напряжению пробоя (см. том II, § 93). В этот момент в искровом промежутке происходит искровой разряд, который замыкает контур, так как столбик сильно ионизованного газа в канале искры проводит ток почти так же хорошо, как и металл. В таком замкнутом контуре возникнут электрические колебания, как это описано выше. Пока искровой промежуток хорошо проводит ток, вторичная обмотка трансформатора практически замкнута искрой накоротко, так что все напряжение трансформатора падает на его вторичной обмотке, сопротивление которой значительно больше сопротивления искры. Следовательно, при хорошо проводящем искровом промежутке трансформатор практически

не доставляет энергии контуру. В силу того, что контур обладает сопротивлением, часть колебательной энергии расходуется на джоулево тепло, а также на процессы в искре, колебания затухают и через короткое время амплитуды тока и напряжения падают настолько, что искра гаснет. Тогда электрические колебания обрываются. С этого момента трансформатор вновь заряжает конденсатор, пока опять не произойдет пробой, и весь процесс повторится (рис. 52). Таким образом, образование искры и ее погасание играют роль автоматического переключателя, обеспечивающего повторение колебательного процесса.

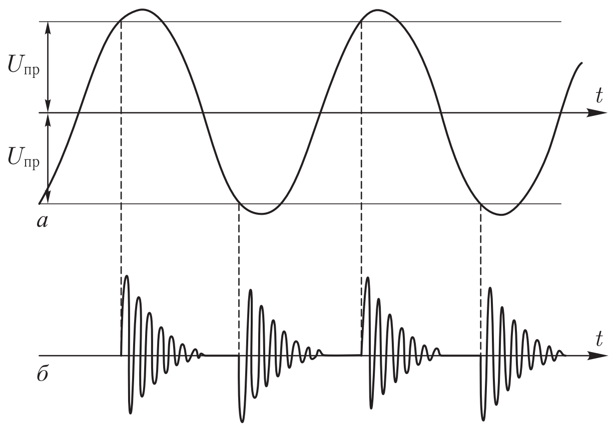


Рис. 52. Кривая *а*) показывает, как меняется высокое напряжение на разомкнутой вторичной обмотке трансформатора. В те моменты, когда это напряжение достигает напряжения пробоя ($\pm U_{пр}$), в искровом промежутке проскакивает искра, контур замыкается, получается вспышка затухающих колебаний — кривые *б*)

§ 29. Электрический резонанс. Мы убедились в совпадении законов свободных механических и электрических колебаний. Но столь же полное сходство законов имеется и в случае вынужденных колебаний, вызываемых действием внешней периодической силы. В случае электрических колебаний роль силы играет, как мы видели в предыдущем параграфе, электродвижущая сила (сокращенно э.д.с.). Просмотрите вновь § 12, где мы описали вынужденные колебания, § 13, в котором говорится о явлении резонанса, и § 14, в котором рассмотрено влияние затухания на резонансные явления в колебательной системе. Все сказанное там о механических вынужденных колебаниях целиком относится и к электрическим. И здесь частота вынужденных колебаний в колебательном контуре равна частоте действующей в этом контуре э.д.с. Амплитуда

вынужденных колебаний тем больше, чем ближе частота э.д.с. к частоте свободных колебаний в контуре. При совпадении этих частот амплитуда становится наибольшей, получается электрический резонанс: ток в контуре и напряжение на его конденсаторе могут очень сильно превышать те, которые получаются при отстройке, т. е. вдали от резонанса. Резонансные явления выражены тем сильнее и резче, чем меньше сопротивление контура, которое, таким образом, и здесь играет такую же роль, как трение в механической системе.

Все эти явления легко наблюдать, использовав для получения гармонической э.д.с. городской переменный ток и построив колебательный контур, собственную частоту которого можно менять в обе стороны от частоты тока (50 Гц). Чтобы избежать при этом высоких резонансных напряжений в контуре, которые (при напряжении в городской сети 220 В) могут достичь нескольких киловольт, следует воспользоваться понижающим трансформатором.

На рис. 53 показано расположение приборов и электрическая схема опыта (обозначения на рисунке и на схеме одинаковые).

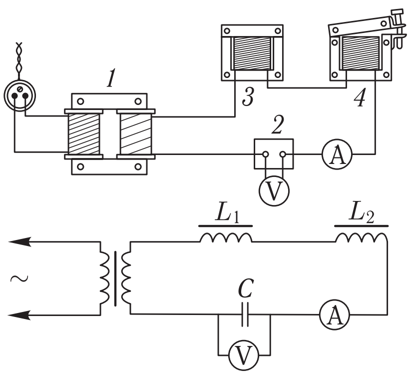


Рис. 53. Получение электрического резонанса на частоту городского тока: *1* — трансформатор, понижающий напряжение, например с 220 до 6 В, *2* — конденсатор емкости $C = 1{,}2$ мкФ, *3* — дроссель, индуктивность которого $L_1 = 7{,}5$ Гн, а сопротивление обмотки равно 80 Ом, *4* — дроссель с переменным воздушным зазором, индуктивность которого $L_2 = 8{,}3$ Гн при ширине зазора 2–3 мм и изменяется при изменении ширины зазора на 15–20 % в обе стороны от указанного (резонансного) значения

В схему включены понижающий трансформатор *1*, конденсатор *2*, дроссели *3* и *4*, представляющие собой катушки индуктивности с железными сердечниками, которые нужны

для получения требуемой большой индуктивности. Для удобства настройки контура индуктивность его составлена из индуктивностей двух отдельных катушек. Настройка осуществляется тем, что у одного из дросселей (*4*) сердечник имеет воздушный зазор, ширину которого можно плавно менять в пределах 2–4 мм, меняя тем самым общую индуктивность. Чем шире зазор, тем меньше индуктивность. В подписи к рис. 53 указаны примерные значения всех величин. Напряжение на конденсаторе измеряется вольтметром переменного тока V, а амперметр переменного тока A позволяет следить за током в контуре.

Опыт показывает следующее: при малой индуктивности контура напряжение на конденсаторе составляет немногим более, чем наводимая в контуре э.д.с., т. е. несколько вольт. Увеличивая индуктивность, мы увидим, что напряжение растет; это нарастание становится все более и более резким по мере приближения к резонансному значению индуктивности. При тех числовых данных, которые указаны в подписи к рис. 53, напряжение поднимается выше 60 В. При дальнейшем увеличении индуктивности напряжение вновь падает. Ток в контуре изменяется пропорционально напряжению на конденсаторе и при резонансе может дойти до 20 мА.

Этот опыт соответствует механическому опыту с грузом на пружине, который был описан в § 12. Там нам было удобней менять частоту действующей силы, здесь же мы проходим через резонансную настройку, меняя собственную частоту колебательной системы — нашего контура. Сущность явления резонанса от этого не меняется.

Роль электрического резонанса в технике огромна. Приведем лишь один пример. По существу на *резонансе основана техника радиоприема*. Многочисленные радиостанции излучают электромагнитные волны, которые наводят в антенне радиоприемника переменные э.д.с. (электрические колебания), причем каждая радиостанция наводит колебания своей определенной частоты. Если бы мы не умели выделить из этой сложнейшей смеси колебаний колебания, наводимые интересующей нас радиостанцией, то никакой радиоприем не был бы возможен. Здесь и приходит на помощь электрический резонанс.

Мы соединяем с антенной колебательный контур, например через индуктивность, как показано на рис. 54.

Емкость конденсатора можно плавно изменять, меняя тем самым собственную частоту контура. Если мы настроим контур на желательную частоту, например ν_1, то э.д.с. с частотой ν_1 вызовет в контуре сильные вынужденные колебания, а все

остальные э.д.с. — слабые. Следовательно, *резонанс позволяет по желанию настраивать приемник на частоту выбранной станции.*

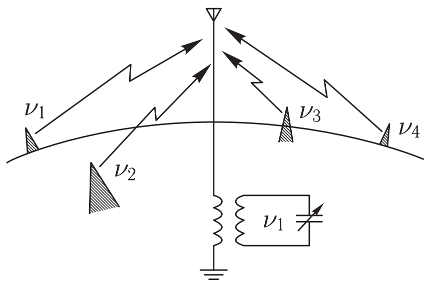


Рис. 54. Резонанс позволяет настраиваться на желаемую станцию и отстраиваться от всех остальных. Стрелка на конденсаторе указывает на то, что емкость конденсатора можно менять

Разумеется, в электротехнике, как и в машиностроении, резонанс может явиться величайшим злом там, где его не должно быть. Если электрическая цепь рассчитана на работу в отсутствие резонанса, то возникновение резонанса вызовет аварию: провода раскалятся от чрезмерно сильных токов, изоляция будет пробита из-за высоких резонансных напряжений, и т. п. В прошлом веке, когда электрические колебания были еще недостаточно изучены, такие аварии случались. Теперь же мы умеем в зависимости от условий либо использовать резонанс, либо устранять его.

§ 30. Незатухающие колебания. Автоколебательные системы. Свободные колебания всегда затухают из-за потерь энергии (трение, сопротивление среды, сопротивление проводников электрического тока и т. п.). Между тем и в технике и в физических опытах крайне нужны незатухающие колебания, периодичность которых сохраняется все время, пока система вообще колеблется. Как получают такие колебания? Мы знаем, что вынужденные колебания, при которых потери энергии восполняются работой периодической внешней силы, являются незатухающими. Но откуда взять внешнюю периодическую силу? Ведь она в свою очередь требует источника каких-то незатухающих колебаний.

Незатухающие колебания создаются такими устройствами, которые *сами могут поддерживать свои колебания* за счет некоторого постоянного источника энергии. Такие устройства называются *автоколебательными системами.*

На рис. 55 изображен пример электромеханического устройства такого рода. Груз висит на пружине, нижний конец которой погружается при колебаниях этого пружинного маятника в чашечку со ртутью. Один полюс батареи присоединен к пружине наверху, а другой — к чашечке со ртутью. При опускании груза электрическая цепь замыкается и по пружине проходит ток. Витки пружины благодаря магнитному полю тока начинают при этом притягиваться друг к другу, пружина сжимается, и груз получает толчок кверху. Тогда контакт разрывается, витки перестают стягиваться, груз опять опускается вниз, и весь процесс повторяется снова.

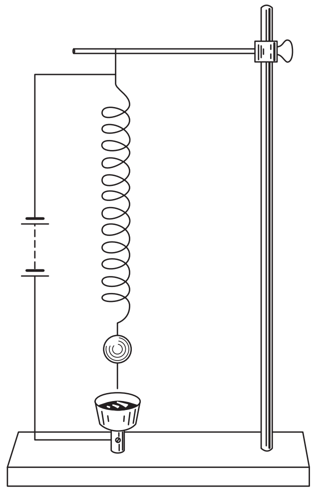


Рис. 55. Автоколебания груза на пружине

Таким образом, колебание пружинного маятника, которое само по себе затухало бы, поддерживается периодическими толчками, *обусловленными самим колебанием маятника*. При каждом толчке батарея отдает порцию энергии, часть которой идет на подъем груза. *Система сама управляет действующей на нее силой* и регулирует поступление энергии из источника — батареи. Колебания не затухают именно потому, что за каждый период от батареи отбирается как раз столько энергии, сколько расходуется за то же время на трение и другие потери. Что же касается периода этих незатухающих колебаний, то он практически совпадает с периодом собственных колебаний груза на пружине, т. е. определяется жесткостью пружины и массой груза.

Подобным же образом возникают незатухающие колебания молоточка в электрическом звонке, с той лишь разницей, что в нем периодические толчки создаются отдельным электромагнитом, притягивающим якорек, укрепленный на молоточке. Аналогичным путем можно получить автоколебания со звуковыми частотами, например возбудить незатухающие колебания камертона (рис. 56). Когда ножки камертона расходятся, замыкается контакт *1*; через обмотку электромагнита *2* проходит ток, и электромагнит стягивает ножки камертона. Контакт при этом размыкается, и далее следует повторение всего цикла.

Чрезвычайно существенна для возникновения колебаний разность фаз между колебанием и силой,

которую оно регулирует. Перенесем контакт *1* с внешней стороны ножки камертона на внутреннюю. Замыкание происходит теперь

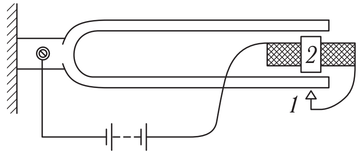


Рис. 56. Автоколебания камертона

не при расхождении, а при сближении ножек, т. е. момент включения электромагнита передвинут на полпериода по сравнению с предыдущим опытом. Легко видеть, что в этом случае камертон будет все время сжат непрерывно включенным электромагнитом, т. е. колебания вообще не возникнут.

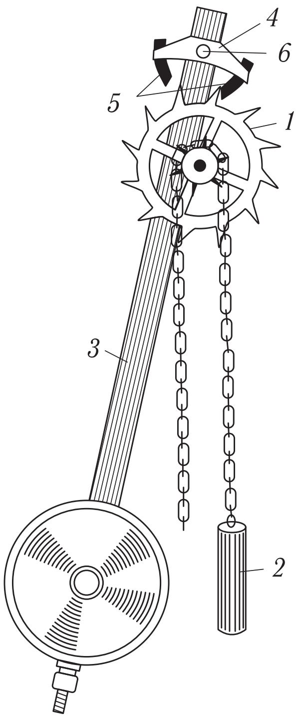


Рис. 57. Схема часового механизма

Электромеханические автоколебательные системы применяются в технике очень широко, но не менее распространенными и важными являются и чисто механические автоколебательные устройства. Достаточно указать на любой часовой механизм. Незатухающие колебания маятника или балансира часов поддерживаются за счет потенциальной энергии поднятой гири или за счет упругой энергии заведенной пружины.

Рис. 57 иллюстрирует принцип действия маятниковых часов Галилея–Гюйгенса (§ 11). На этом рисунке изображен так называемый анкерный ход. Колесо с косыми зубьями *1* (ходовое колесо) жестко скреплено с зубчатым барабаном, через который перекинута цепь с гирей *2*. К маятнику *3* приделана перекладина *4* (анкер), на концах которой укреплены палетты *5* — пластинки, изогнутые по окружности с центром на оси маятника *6*. Анкер не позволяет ходовому колесу свободно вращаться, а дает ему возможность провернуться только на один зуб за каждые полпериода маятника. Но и ходо-

вое колесо действует при этом на маятник, а именно, пока зуб ходового колеса соприкасается с изогнутой поверхностью левой или правой палетты, маятник не получает толчка и только слегка тормозится из-за трения. Но в те моменты, когда зуб ходового колеса «чиркает» по торцу палетты, маятник получает толчок в направлении своего движения. Таким образом, маятник совершает незатухающие колебания, потому что он сам в определенных своих положениях дает возможность ходовому колесу подтолкнуть себя в нужном направлении. Эти толчки и восполняют расход энергии на трение. Период колебаний и в этом случае почти совпадает с периодом собственных колебаний маятника, т. е. зависит от его длины.

Автоколебаниями являются также колебания струны под действием смычка (в отличие от свободных колебаний струны у рояля, арфы, гитары и других несмычковых струнных инструментов, возбуждаемых однократным толчком или рывком); автоколебаниями являются звучание духовых музыкальных инструментов, движение поршня паровой машины и многие другие периодические процессы.

Характерная черта автоколебаний состоит в том, что их амплитуда определяется свойствами самой системы, а не начальным отклонением или толчком, как у свободных колебаний. Если, например, маятник часов отклонить слишком сильно, то потери на трение будут больше, чем поступление энергии от заводного механизма, и амплитуда будет уменьшаться. Наоборот, если уменьшить амплитуду, то избыток энергии, сообщаемой маятнику ходовым колесом, заставит амплитуду возрасти. Автоматически установится именно такая амплитуда, при которой расход и поступление энергии сбалансированы.

§ 31. Ламповый генератор электрических колебаний. В томе II, § 106, мы познакомились с устройством электронной лампы и видели, что изменение напряжения на ее сетке меняет силу тока в ее анодной цепи. Когда сетка заряжена отрицательно, то электроны не могут пролетать к аноду, ток не идет, лампа, как говорят, «заперта». Зарядив сетку положительно, мы «отпираем» лампу, т. е. через нее может идти ток. Изменения анодного тока следуют за изменениями напряжения на сетке практически мгновенно — через десятимиллиардные доли секунды (время пролета электронов от сетки к аноду), т. е. электронная лампа является «выключателем» с н и ч т о ж н о й и н е р ц и е й. Поэтому, соединив лампу с колебательным контуром и батареей так, чтобы в нужные моменты лампа отпиралась

и пропускала ток к конденсатору, мы можем получить электрическую автоколебательную систему, позволяющую возбуждать (генерировать) незатухающие электрические колебания.

Очевидно, для того чтобы колебания в контуре управляли анодным током лампы, надо подать на ее сетку напряжение, зависящее от колебаний тока или напряжения в контуре, т.е., как говорят, связать контур с сеточной цепью лампы. Такая электрическая связь может быть осуществлена различными способами — при помощи электростатической индукции (емкостная связь), при помощи электромагнитной индукции (индуктивная связь) и т.д. Главное здесь заключается не в том, каким именно способом контур связан с лампой, а в том, что благодаря этой связи мы имеем не только действие лампы на колебания в контуре, но и обратное воздействие этих колебаний на лампу. Разнообразные способы соединения лампы с колебательным контуром, обеспечивающие такое обратное воздействие, являются примерами так называемой *обратной связи*, а сами электрические автоколебательные системы такого рода называются *ламповыми генераторами* [1]). Современные ламповые генераторы позволяют получать колебания с частотами до нескольких миллиардов герц и применяются чрезвычайно широко. Они служат основой каждой радиостанции и входят в состав многих типов радиоприемников.

На рис. 58 показана одна из весьма многочисленных и разнообразных схем лампового генератора — схема с индуктивной обратной связью.

Колебательный контур, состоящий из катушки индуктивности L и конденсатора емкости C, включен последовательно с батареей B в анодную цепь лампы, т.е. между анодом A и накаленной нитью (катодом) K. Нить накаливается током от батареи накала $B_{\text{н}}$. В сеточную цепь лампы — между сеткой G и катодом K — включена вторая катушка индуктивности L', связанная индуктивно с катушкой L контура. Таким образом, катушки L и L' образуют как бы первичную и вторичную обмотки трансформатора, но без сердечника. Впрочем, в генераторах низких

[1]) *Обратная связь* в общем смысле — это устройство, при помощи которого происходящий в системе процесс (движение, колебание) частично используется для управления (регулирования) самим этим процессом. Так, например, в паровой машине обратную связь осуществляет золотниковый механизм. Он приводится в действие самой машиной и вместе с тем управляет ее движением.

(звуковых) частот можно применять трансформатор с железным сердечником.

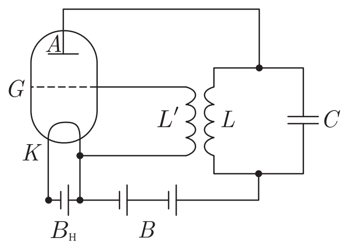


Рис. 58. Ламповый генератор

Катушка L' управляет напряжением на сетке и осуществляет обратную связь между колебаниями в контуре и на сетке лампы.

Представим себе, что в контуре, состоящем из катушки индуктивности L и конденсатора емкости C, происходят колебания. По катушке L протекает переменный ток, который наводит в катушке L' переменную э.д.с. Сетка заряжается то положительно, то отрицательно по отношению к катоду K, причем период этих колебаний сеточного напряжения, очевидно, тот же, что и период колебаний в контуре LC, т. е.

$$T = 2\pi\sqrt{LC}\,.$$

Лампа то «отпирается», то «запирается»; таким образом, колебания в контуре вызывают пульсации анодного тока лампы. Анодный ток, идущий от анода через контур LC к катоду, разветвляясь, проходит через катушку индуктивности и конденсатор (разумеется, постоянная, т. е. не меняющаяся со временем, составляющая анодного тока проходит при этом только через катушку, так как постоянный ток через конденсатор идти не может, см. том II, § 159). Если фаза колебаний анодного тока подобрана правильно, т. е. «толчки» анодного тока действуют на контур в нужные моменты, то колебания в контуре будут поддерживаться (ср. § 30). Другими словами, за каждый период колебаний от батареи B будет заимствоваться порция энергии, как раз покрывающая потери энергии в контуре за то же время, и колебания будут незатухающими. Если поменять местами концы катушки L', то фаза колебаний сеточного напряжения изменится на 180°, и колебания не возбудятся (аналогично тому, как это получалось в системе, изображенной на рис. 56).

Наблюдать колебания можно с помощью электронного осциллографа или — если колебания имеют звуковую частоту — с помощью громкоговорителя, включенного прямо в анодную цепь лампы. Можно также включить в конденсаторную ветвь контура лампочку накаливания (от карманного фонаря или автомобильную, в зависимости от мощности генератора). Так как лампочка включена последовательно с конденсатором, постоян-

ная составляющая анодного тока через нее не проходит. Следовательно, лампочка будет загораться только при наличии в контуре электрических колебаний.

С помощью лампового генератора, подобного описанному, нетрудно наблюдать и явление электрического резонанса, связав индуктивно с контуром LC генератора второй такой же колебательный контур, но с переменным конденсатором и с включенной в контур лампочкой накаливания. Плавно меняя емкость в этом контуре, его можно настроить в резонанс на частоту генератора. При соответствующем подборе лампочки и связи между контурами нетрудно добиться таких условий, что при резонансе лампочка вспыхивает, а при расстройке гаснет.

§ 32. Учение о колебаниях. Мы начали изучение колебаний с механических колебаний. Мы убедились далее, что в основе звуковых явлений, т. е. явлений, воспринимаемых ухом, тоже лежат механические колебания, отличающиеся от колебаний маятника лишь более высокими частотами. Затем мы рассмотрели электрические колебания. На протяжении всего изложения мы старались подчеркнуть глубокое сходство между закономерностями всех этих явлений.

Почему такие, казалось бы, разнородные явления были объединены в нашем изложении?

Все эти главы были посвящены учению о колебаниях, которое объединяет явления не по признаку одинаковой физической их природы, а по общим законам, которым подчиняются эти явления. Например, законы, которым подчиняются свободные и вынужденные колебания, резонансные явления, автоколебания, — одни и те же, идет ли речь о механике или об электричестве.

Существование таких одинаковых законов, управляющих самыми, казалось бы, разнородными явлениями, взятыми из совершенно различных областей физики, играет чрезвычайно большую роль в изучении природы. Оно открывает возможность путем изучения явлений в одной области физики, например в механике, лучше понять явления из совсем другой области, скажем, из оптики. В одних случаях это облегчает исследование, в других — наталкивает на открытие новых явлений. Учение о колебаниях широко пользуется всеми преимуществами, которые дает такой метод исследования, там, где он оказывается приложимым. Приведем один пример.

Многие замечали, что обыкновенные качели можно раскачать без всякого толчка извне. Для этого нужно, чтобы стоящие на доске

поочередно приседали и поднимались (рис. 59). Каждый партнер приседает один раз за период колебаний качелей, а так как они делают это по очереди, то получается, что центр тяжести маятника — качелей — *дважды* за период опускается и поднимается. Этот способ возбуждения колебаний принципиально отличается от рассмотренных ранее: *колебательная система* (в данном случае качели) *раскачивается со своей собственной частотой в результате того, что с удвоенной частотой меняется величина, от которой зависит период системы* (в данном случае расстояние от точки подвеса до центра тяжести). Колебания возникают и поддерживаются за счет работы, которая затрачивается на изменение периода системы.

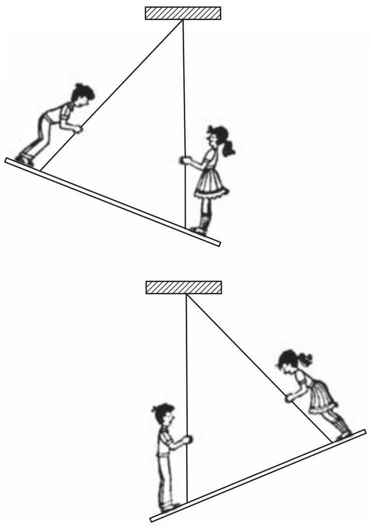


Рис. 59. Раскачивание качелей

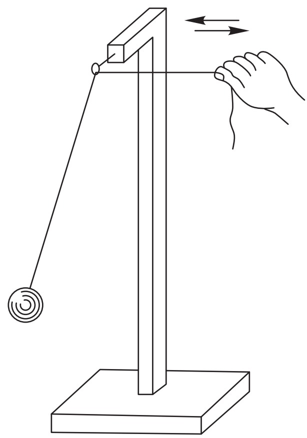


Рис. 60. Опыт с параметрической раскачкой математического маятника

Описанный способ возбуждения колебаний нетрудно осуществить и на обычном маятнике — шарике, подвешенном на нити. Нить надо пропустить через неподвижное проволочное колечко и, взявшись за ее конец рукой, периодически подтягивать и отпускать грузик, т. е. периодически укорачивать и удлинять маятник (рис. 60). Если изменение длины маятника выполнять так, чтобы укорачивание происходило, когда маятник проходит через вертикальное положение (или около него), т. е. два раза за период, а удлинение — также дважды за период в положениях максимального отклонения (или около них), то маятник начнет раскачиваться, т. е. амплитуда колебаний будет возрастать. Это значит, что возрастает и энергия колеблющегося маятника.

Откуда черпает маятник эту энергию?

В данном случае, очевидно, за счет работы мускулов руки. Действительно, укорачивая маятник на длину l в момент прохождения его через вертикальное положение, мы поднимаем грузик массы m на высоту l. Если учитывать только работу против силы тяжести и пренебречь работой против центробежной силы инерции, то мы сообщаем при этом маятнику энергию mgl. Удлинение же маятника происходит, когда он отклонен на максимальный угол α. При этом грузик о п у с т и т с я на расстояние $l\cos\alpha$ и, значит, маятник отдаст энергию $mgl\cos\alpha$ (рис. 61). Разность между полученной и отданной энергией, равная $mgl(1-\cos\alpha)$, и есть та энергия, которая передается маятнику за каждый п о л у п е р и о д и обусловливает увеличение его амплитуды, т. е. раскачку. Заметим, что чем больше максимальный угол α (чем он ближе к $\pi/2$), тем больше энергия, получаемая маятником за полупериод, т. е. тем быстрее идет раскачка.

Таков же механизм, действующий при раскачивании качелей: энергия качелей растет за счет работы, совершаемой качающимися партнерами, когда они выпрямляются (поднимают свой центр тяжести) при прохождении через вертикаль и приседают при отклонении качелей. Так как воздействие состоит в изменении д л и н ы маятника, т. е. *параметра*, от которого зависит период системы, то такое воздействие называется *параметрическим*. Мы видим, что параметрическое воздействие раскачивает систему, если частота воздействия в д в о е б о л ь ш е собственной (средней) частоты системы.

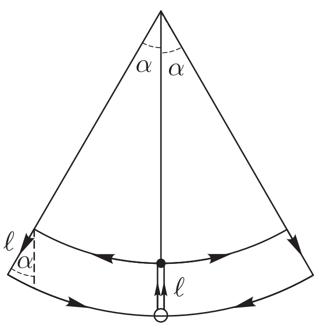


Рис. 61. К вычислению работы, затрачиваемой на раскачку маятника за половину периода его колебаний

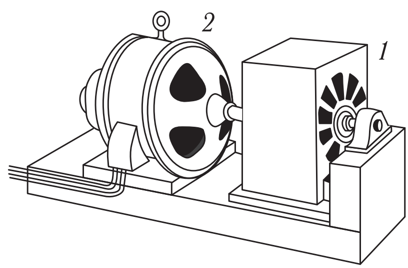


Рис. 62. Переменный конденсатор (*1*), подвижная часть которого вращается электродвигателем (*2*). Емкость конденсатора меняется с частотой $14n$, где n — частота вращения электродвигателя

Перейдем теперь в совсем другую область — область электрических колебаний. Электрический колебательный контур подчинен тем же колебательным законам, что и маятник. Следовательно, если мы создадим в контуре такие же условия, благодаря которым раскачива-

ются качели, то в контуре должны будут возникнуть электрические колебания. Очевидно, нужно периодически менять в контуре величину, от которой зависит его период, т. е. менять емкость или индуктивность, и это нужно делать с частотой, вдвое превышающей собственную частоту контура. Опыт полностью подтверждает эти соображения. В контуре возбуждаются электрические колебания.

На таком способе возбуждения электрических колебаний основаны так называемые *параметрические генераторы* переменного тока, изобретенные советскими физиками Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси. Такой генератор представляет собой колебательный контур, состоящий из катушки индуктивности L и конденсатора, емкость C которого периодически меняется при вращении его подвижной части (рис. 62).

Параметрические генераторы можно сделать с постоянной емкостью и с переменной индуктивностью, что оказывается технически удобнее. Для токов повышенной частоты (несколько сотен или тысяч герц) они обладают рядом преимуществ по сравнению с обычными генераторами.

Этот пример до некоторой степени поясняет, какую пользу может принести объединение явлений по общим законам, и дает представление о научной ценности учения, предметом которого являются эти общие законы колебаний.

В развитии учения о колебаниях отечественным ученым принадлежит выдающееся место. Работы нашего замечательного инженера Ивана Алексеевича Вышнеградского (1831–1895) по автоматическому регулированию хода паровых машин, работы основоположника русской авиации Николая Егоровича Жуковского (1847–1921) по теории полета самолета, труды выдающегося математика Александра Михайловича Ляпунова (1857–1918) по вопросам устойчивости колебательных движений, исследования основателя сейсмологии Бориса Борисовича Голицына (1862–1916), труды замечательного математика и инженера Алексея Николаевича Крылова (1863–1945) по теории качки корабля на волнах — все эти классические исследования имеют огромное значение не только для тех специальных областей, к которым они непосредственно относятся, но и для общего учения о колебаниях. Роль советских ученых еще более значительна, так как они являются основателями современного учения о колебаниях, охватывающего и теорию автоколебаний, и параметрическое возбуждение колебаний, и теорию автоматического регулирования хода машин-двигателей и т. д. Особенно много здесь сделано советскими физиками Леонидом Исааковичем Мандельштамом (1879–1944), Николаем Дмитриевичем Папалекси (1880–1947), Александром Александровичем Андроновым (1901–1952) и их учениками, а также нашими

крупными математиками Николаем Митрофановичем Крыловым (1879–1955) и Николаем Николаевичем Боголюбовым (р. 1909).

В заключение подчеркнем еще раз, что звуковые и электромагнитные колебания, а также волны, к рассмотрению которых мы переходим со следующей главы, разумеется, физически разнородны. То, что́ колеблется, в обоих случаях совершенно различно. Сходными или одинаковыми являются закономерности этих колебательных процессов, т. е. то, как происходят колебания.

Глава IV. ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

§ 33. Волновые явления. Мы перейдем теперь к изучению *распространения колебаний*. Если речь идет о механических колебаниях, т. е. о колебательном движении частиц какой-либо твердой, жидкой или газообразной среды, то распространение колебаний означает передачу колебаний от одних частиц среды к другим. Передача колебаний обусловлена тем, что смежные участки среды связаны между собой. Эта связь может осуществляться различно. Она может быть обусловлена, в частности, силами упругости, возникающими вследствие деформации среды при ее колебаниях. В результате колебание, вызванное каким-либо образом в одном месте, влечет за собой последовательное возникновение колебаний в других местах, все более и более удаленных от первоначального, и возникает так называемая *волна*.

Механические волновые явления имеют огромное значение для повседневной жизни. К этим явлениям относится распространение звуковых колебаний, обусловленное упругостью окружающего нас воздуха. Благодаря упругим волнам мы можем слышать на расстоянии. Круги, разбегающиеся на поверхности воды от брошенного камня, мелкая рябь на поверхности озера и огромные океанские волны — это тоже механические волны, хотя и иного типа. Здесь связь смежных участков поверхности воды обусловлена не силой упругости, а силой тяжести (§ 38) или же силами поверхностного натяжения (см. том I, § 250). В воздухе могут распространяться не только звуковые волны, но и разрушительные *взрывные* волны от разрывов снарядов и бомб. Сейсмические станции записывают колебания почвы, вызванные землетрясениями, происходящими за тысячи километров. Это возможно только потому, что от места землетрясения распространяются *сейсмические* волны — колебания в земной коре.

Огромную роль играют и волновые явления совершенно иной природы, а именно *электромагнитные волны*. Эти волны представляют собой передачу из одних мест пространства в другие колебаний электрического и магнитного

п о л е й, создаваемых электрическими зарядами и токами. Связь между соседними участками электромагнитного поля обусловлена тем, что всякое изменение электрического поля вызывает появление магнитного поля, и обратно, всякое изменение магнитного поля создает электрическое поле (§ 54). Твердая, жидкая или газообразная среда может сильно влиять на распространение электромагнитных волн, но наличие такой среды для этих волн не необходимо. *Электромагнитные волны могут распространяться всюду, где может существовать электромагнитное поле, а значит, и в вакууме, т. е. в пространстве, не содержащем атомов.*

К явлениям, обусловленным электромагнитными волнами, относится, например, с в е т. Подобно тому как определенный диапазон частот механических колебаний воспринимается нашим ухом и дает нам ощущение звука, так определенный (и, как мы увидим, очень узкий) диапазон частот электромагнитных колебаний воспринимается нашим глазом и дает нам ощущение света.

Наблюдая распространение света, можно непосредственно убедиться, что электромагнитные волны могут распространяться в вакууме. Поставив под стеклянный колокол воздушного насоса электрический или заводной звонок и откачивая воздух, мы обнаруживаем, что звук по мере откачки постепенно замирает и, наконец, прекращается. Видимая же глазом картина всего, что находится под колоколом и позади него, не испытывает никаких изменений. Трудно переоценить это свойство электромагнитных волн. Механические волны не выходят за пределы земной атмосферы; волны же электромагнитные открывают нам широчайшие просторы Вселенной. Световые волны позволяют нам видеть Солнце, звезды и другие небесные тела, отделенные от нас огромными «пустыми» пространствами; с помощью электромагнитных волн весьма разнообразной длины, которые доходят до нас от этих отдаленных тел, мы можем делать важнейшие заключения об устройстве Вселенной.

В 1895 г. русский физик и изобретатель Александр Степанович Попов (1859–1906) открыл новое необозримое поле применения электромагнитных волн. Он изобрел аппаратуру, позволяющую использовать эти волны для передачи сигналов — телеграфирования без проводов. Так родилась беспроволочная связь, или р а д и о, благодаря которой получил исключительное практическое и научное значение обширный диапазон электромагнитных волн, значительно более длинных, чем световые (§ 60).

Нынешнее развитие этого величайшего изобретения таково, что можно с полным основанием говорить о радио как об одном из чудес современной техники. В наши дни радио дает возможность не только осуществлять беспроволочную телеграфную и телефонную связь между любыми пунктами на земном шаре, но и передавать изображения (телевидение и фототелеграфия), управлять на расстоянии машинами и снарядами (телеуправление), обнаруживать и даже видеть удаленные объекты, которые сами по себе не излучают радиоволн (радиолокация), водить по заданному курсу корабли и самолеты (радионавигация), наблюдать радиоизлучение небесных тел (радиоастрономия) и т. д.

Ниже мы еще рассмотрим некоторые из названных здесь применений электромагнитных волн более подробно. Но даже простое (и далеко не полное) перечисление этих применений немало говорит об исключительном значении этих волн.

Несмотря на различную природу механических и электромагнитных волн, существует много общих закономерностей, свойственных любым волновым явлениям. Одна из основных закономерностей такого рода состоит в том, что *всякая волна распространяется из одной точки в другую не мгновенно, а с определенной скоростью*.

§ 34. Скорость распространения волн. В том, что распространение механических волн происходит не мгновенно, нас убеждают простейшие наблюдения. Каждый видел, как постепенно и равномерно расширяются круги на воде или как бегут морские волны. Здесь мы непосредственно видим, что распространение колебаний из одного места в другое занимает определенное время. Но и для звуковых волн, которые в обычных условиях невидимы, легко обнаруживается то же самое. Если вдали происходит гроза, выстрел, взрыв, свисток паровоза, удар топора и т. п., то мы сначала видим эти явления и лишь спустя известное время слышим звук (рис. 63). Чем дальше от нас источник звука, тем больше запаздывание. Промежуток времени между вспышкой молнии и ударом грома может доходить иногда до нескольких десятков секунд. Зная расстояние от источника звука и измерив запаздывание звука, можно определить скорость его распространения. В сухом воздухе при температуре 10 °С эта скорость оказалась равной 337,5 м/с. Для сравнения напомним, что современные самолеты могут развивать скорости, превышающие скорость звука в воздухе (так называемые сверхзвуковые скорости), а артиллерийские снаряды летят со скоростями 1,5 км/с и более.

Скорость ракет, выводящих на орбиту искусственные спутники Земли, должна достигать значений, превышающих 8 км/с.

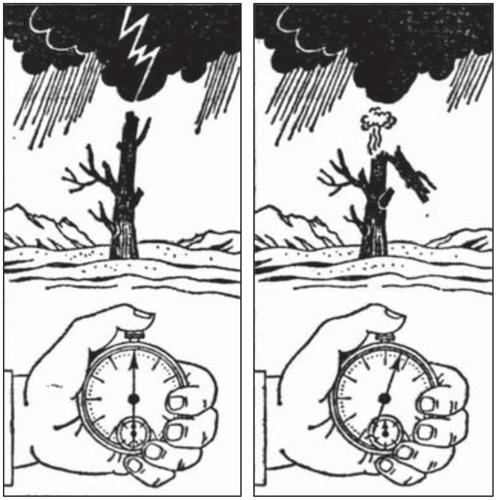


Рис. 63. Мы видим молнию и потом слышим гром

Одно из самых ранних измерений скорости звука в воде было выполнено также по запаздыванию звука.

В 1826 г. Колладон и Штурм произвели на Женевском озере следующий опыт. На одной лодке производилась вспышка пороха и одновременно молоток ударял по колоколу, опущенному в воду. На другой лодке, находившейся на расстоянии 14 км от первой, измерялось время между вспышкой и появлением звука в рупоре, также опущенном в воду. Скорость звука в воде при 8 °C оказалась равной 1435 м/с.

Измеряя запаздывание звука по сравнению со светом, можно получить правильное значение скорости звука, очевидно, лишь в том случае, если временем распространения света можно пренебречь. В условиях обычных наблюдений это допущение вполне приемлемо, ибо, как показывают измерения, *скорость распространения световых и вообще электромагнитных волн в вакууме* (а практически и в воздухе) *равна приблизительно* 300 000 км/с.

Вспышку, произведенную на расстоянии 3 км, мы видим с запаздыванием всего на 10 мкс (микросекунда — миллионная доля секунды), в то время как звук тратит на пробег этого расстояния около 9 с.

Скорость звуковых волн весьма различна для разных сред и, кроме того, зависит от температуры. Современные методы позволяют производить точные измерения скорости звука, пользуясь малыми количествами исследуемого вещества. На рис. 64 изображена диаграмма, показывающая скорость звука в неко-

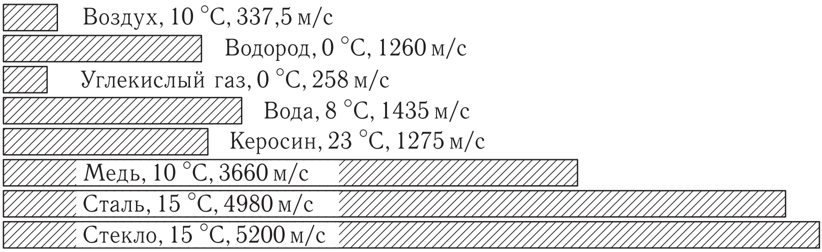


Рис. 64. Скорость звука в некоторых газах, жидкостях и твердых телах

торых веществах, причем указана температура, к которой относится приведенное значение скорости. Числа, приведенные на диаграмме, в некоторых случаях дают лишь приблизительное представление о скорости звука в материале, поскольку последняя зависит также от сорта материала (сталь, стекло) и от его очистки (керосин).

§ 35. Радиолокация, гидроакустическая локация и звукометрия. Если скорость распространения волн известна, то измерение их запаздывания позволяет решить обратную задачу: найти пройденное ими расстояние.

Ничтожные промежутки времени, затрачиваемые электромагнитными волнами на пробег наземных расстояний, теперь уже не лежат за пределами доступного наблюдению, и мы умеем измерять их с большой точностью. На этом основано действие радиолокаторов — приборов, предназначенных для обнаружения кораблей, самолетов и т. п.

Радиолокатор посылает короткий электромагнитный сигнал — последовательность очень быстрых колебаний, длящуюся 1–2 мкс (рис. 65). Этот сигнал отмечается на экране электронного осциллографа в виде отброса электронного пучка от прямой AB (рис. 66), по которой этот пучок пробегает под действием развертывающего напряжения (§ 26). Отразившись от препятствия, сигнал возвращается, принимается радиолокатором, усиливается и снова подводится к осциллографу. Возникает второй отброс электронного пучка от прямой AB, соответствующий приходу отраженного сигнала. Расстояние между двумя

отбросами на экране осциллографа в определенном и заранее известном масштабе изображает время $2t$ между моментом

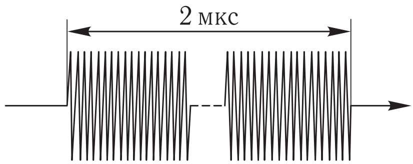


Рис. 65. Сигнал («импульс») локатора, изображенный с пробелом, так как в нем содержится около сотни быстрых колебаний и без пробела он получился бы слишком растянутым

посылки сигнала и моментом прихода отраженного сигнала (t — время пробега сигнала в одну сторону). Так как скорость распространения радиоволн известна, то можно градуировать прямую AB прямо в единицах длины и непосредственно читать на экране осциллографа расстояние до отражающего предмета.

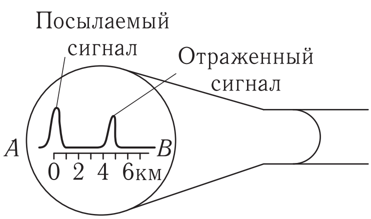


Рис. 66. Изображения сигналов на экране осциллографа радиолокатора

В действительности радиолокатор посылает не однократный сигнал, показанный на рис. 65, а ряд таких сигналов, следующих друг за другом через равные промежутки времени много (например, тысячу) раз в секунду. Развертка тоже делается периодической и синхронной с посылкой сигналов. Таким образом, изображения посылаемого и принимаемого (отраженного) сигналов воспроизводятся на экране осциллографа много раз в секунду и воспринимаются наблюдателем как непрерывная картина.

Этому способствует и так называемое п о с л е с в е ч е н и е флуоресцирующего вещества, которым покрыт экран осциллографа. Точка экрана, в которую попадает электронный пучок после ухода пучка в другое место экрана, светится еще в течение некоторого времени. Это время послесвечения у разных флуоресцирующих веществ различно. В частности, его можно подобрать так, чтобы изображение, «нарисованное» электронным пучком за один период развертки, не успевало погаснуть до следующего ее периода, т. е. до следующего пробега электронного пучка по экрану.

Периодическое повторение посылаемых сигналов, давая на экране осциллографа непрерывную легко наблюдаемую картину, позволяет следить за перемещениями предметов, отражающих

локационные сигналы. Если такой предмет, например самолет, движется, то вместе с изменением расстояния до него будет меняться положение второго отброса электронного пучка на экране осциллографа, т. е. мы увидим, что самолет приближается к локатору или удаляется от него.

С помощью радиолокаторов можно также определять расстояние до берега и вообще любого предмета, способного хорошо отражать радиоволны. Таким образом, радиолокаторы можно использовать для навигации и других целей. В настоящее время значение радиолокации, в частности в военном деле, чрезвычайно велико. В СССР первые работы в области радиолокации были начаты уже в 1932 г. под руководством Ю. А. Коровина; первая в СССР радиолокационная установка была построена Ю. Б. Кобзаревым и его сотрудниками в 1939 г.

Задачу измерения расстояний в ряде случаев можно решать, определяя время запаздывания звука. При распространении звуковых сигналов времена запаздывания гораздо больше, и поэтому их легче точно измерить. Однако значительно менее точно известна скорость распространения сигнала, так как в практических условиях на нее влияет целый ряд обстоятельств: ветер, неоднородность температуры среды (воздуха, воды) и т. п.

На том же принципе (измерения времени запаздывания отраженного сигнала) основаны гидроакустическая локация и эхолотирование. Гидролокаторы позволяют, например, обнаруживать с надводных кораблей подводные лодки и, наоборот, с подводных лодок надводные корабли. При помощи эхолотов измеряется глубина морского дна. Эхолот действует следующим образом. В дно корабля монтируют специальные излучатель и приемник ультразвуковых волн (рис. 67), которые применяются потому, что они значительно короче звуковых, и это обеспечивает некоторые преимущества, связанные с направленностью излучения (§ 42). Излучатель периодически посылает короткие сигналы ультразвуковой частоты, а приемник принимает и автоматически записывает на ленте запаздывание сигналов, отраженных от морского дна, т. е. записывает в определенном масштабе глубину моря. В результате

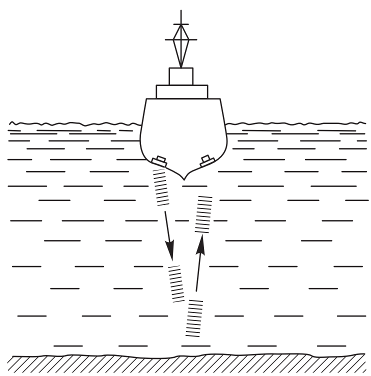


Рис. 67. Действие эхолота

при движении корабля на ленте записывается профиль морского дна.

Измеряя р а з н о с т и между временами прихода какого-либо отрывистого звука (взрыв, выстрел) в т р и различных пункта наблюдения, можно определить местонахождение источника этого звука. Такой способ, называемый *звукометрией*, применяется в военном деле для засечки артиллерийских батарей противника.

§ 36. Поперечные волны в шнуре. Мы перейдем теперь к более подробному изучению механических волн. Их свойства зависят от многих обстоятельств: от вида связи между смежными участками среды, от размеров среды (например, в теле ограниченных размеров картина распространения будет иная, чем в среде, простирающейся во все стороны практически неограниченно, как окружающий нас воздух), от формы тела и т. п.

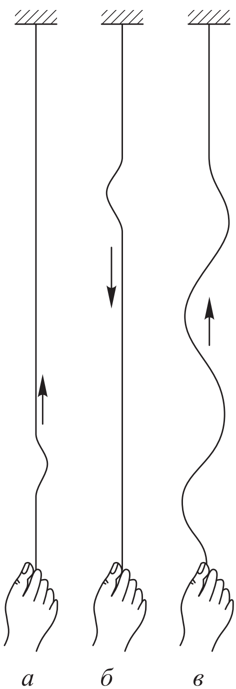


Рис. 68. Движение изгиба по шнуру: *а*) изгиб «бежит» вверх; *б*) изгиб после отражения возвращается; *в*) синусоидальная волна

В этом и следующем параграфах мы познакомимся с двумя видами упругих волн — поперечными и продольными волнами.

Подвесим за один конец длинный шнур или резиновую трубку. Если нижний конец шнура быстро отвести в сторону и вернуть обратно, то изгиб «побежит» по шнуру вверх (рис. 68, *а*), дойдя до точки подвеса отразится и вернется вниз (рис. 68, *б*). Если двигать нижний конец шнура непрерывно, заставляя его совершать гармоническое колебание, то по шнуру «побежит» синусоидальная волна (рис. 68, *в*). Она тоже будет отражаться от точки подвеса, но явления, получающиеся в результате этого отражения, мы разберем позднее (§§ 46, 47).

Когда мы говорим, что волна или одиночный изгиб шнура «бежит вдоль по шнуру», то это лишь краткое описание следующего явления: каждая точка шнура совершает такое же колебание, какое мы заставили совершать нижний конец шнура, но колебание каждой точки тем больше з а п а з д ы в а е т (отстает по фазе), чем эта точка дальше от конца шнура. Рис. 69 поясняет к и н е м а т и к у процесса передачи колебаний от точки к точке. Здесь изображены после-

довательно различные стадии этого процесса, начиная с «положения равновесия», через каждые четверть периода. Каждый из ряда занумерованных кружков совершает гармоническое колебание около своего «положения равновесия» с одинаковой амплитудой и частотой. Колебание каждого следующего кружка отстает от колебания предшествующего на 1/12 периода (т. е. на 30° по фазе). Таким образом, кружок 4 отстает от 1 на 90°, 7 — на 180°, 10 — на 270°, а 13 отстает на полных 360°, т. е. колеблется так же, как и 1. Далее все повторяется: кружок 14, когда до него доходит волна, колеблется так же, как и 2, 15 — как 3, и т. д. Мы видим, как волна, по которой располагаются кружки, перемещается вправо. При этом за один период колебания волна передвигается на расстояние, равное расстоянию между кружками, колеблющимися с разностью фаз, равной 360°, т. е. колеблющимися одинаково (очевидно, сдвиг фаз на число градусов, кратное 360°, равносилен отсутствию сдвига фаз).

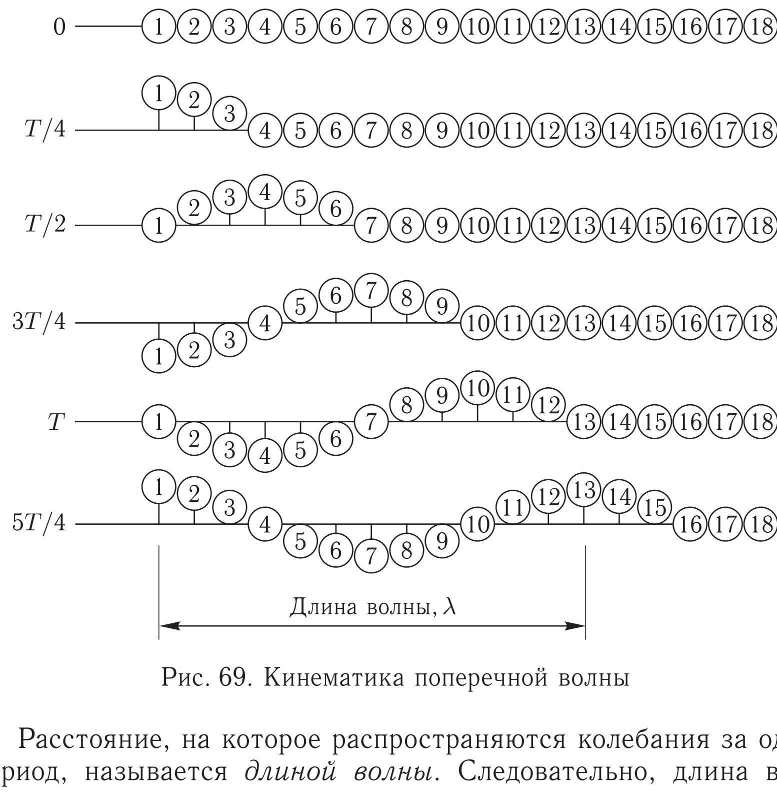


Рис. 69. Кинематика поперечной волны

Расстояние, на которое распространяются колебания за один период, называется *длиной волны*. Следовательно, длина вол-

ны — это *расстояние между ближайшими точками синусоидальной* (или, что то же самое, гармонической) *волны, колеблющимися в одинаковой фазе*. Длину волны обозначают обычно греческой буквой λ (лямбда).

Мы имеем, таким образом, *двоякого рода периодичность в волне*. С одной стороны, каждая частица среды совершает периодическое колебание *во времени*; с другой стороны, в каждый момент времени все частицы располагаются на линии, форма которой периодически повторяется *в пространстве*. Длина волны λ играет по отношению к форме волны в пространстве ту же роль, какую период T играет по отношению к колебанию во времени.

Если мы захотим узнать скорость распространения волны v, т. е. расстояние, проходимое ею в единицу времени, то, очевидно, надо разделить длину волны λ (проходимую за период T) на период T:

$$v = \frac{\lambda}{T}.$$

Зная две из входящих в эту формулу величин, можно вычислить третью.

Мы указали в самом начале и теперь подчеркиваем еще раз: распространение волны означает запаздывающую передачу колебательного движения от одной точки среды к другой. Никакого переноса вместе с волной самого вещества тела, в котором волна распространяется, не происходит.

Каждая точка шнура (как и каждый кружок на рис. 69) колеблется перпендикулярно к направлению распространения волны, т. е. поперек направления распространения. Поэтому и волна такого вида называется *поперечной*.

В результате чего получается передача колебательного движения от одной точки среды к другой и почему она происходит с запаздыванием? Чтобы ответить на этот вопрос, надо разобраться в динамике волны.

Смещение нижнего конца шнура в сторону вызывает деформацию шнура в этом месте. Появляются силы упругости, стремящиеся уничтожить деформацию, т. е. появляются силы натяжения, которые тянут вслед за участком шнура, смещенным рукой, непосредственно прилегающий к нему участок. Смещение этого второго участка вызывает деформацию и натяжение следующего и т. д. (Конечно, в действительности никаких отдель-

ных участков шнура нет и процесс идет непрерывно.) Участки шнура обладают массой, и поэтому вследствие инерции набирают или теряют скорость под действием упругих сил не мгновенно. Когда мы довели конец шнура до наибольшего отклонения вправо и начали вести его влево, смежный участок еще будет продолжать двигаться вправо и лишь с некоторым запозданием остановится и тоже пойдет влево. Таким образом, *запаздывающий переход колебания от одной точки шнура к другой обусловлен наличием у материала шнура упругости и массы*.

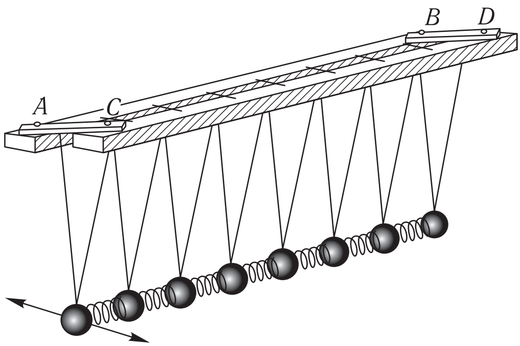


Рис. 70. Модель для демонстрации поперечных волн

Для иллюстрации действия обоих указанных свойств можно воспользоваться следующей простой моделью. Две рейки AB и CD (рис. 70) подвижно соединены поперечными планками AC и BD. К рейкам подвешены шары, причем каждый шар висит на двух нитях, верхние концы которых прикреплены соответственно к AB и к CD. Если параллелограмм $ABDC$ сложить так, чтобы рейки AB и CD прилегали друг к другу (как это показано на рис. 70), то шары смогут качаться лишь в плоскостях, перпендикулярных к рейкам. Если же сделать $ABDC$ прямоугольником, то шары смогут качаться лишь в направлении, параллельном рейкам AB и CD. (Этот второй случай показан на рис. 74 и понадобится нам в следующем параграфе.) Шары соединены между собой не слишком жесткими пружинами.

В этой модели упругого тела — цепочке чередующихся шаров и пружин — оба интересующие нас свойства разделены: масса сосредоточена в основном в шарах, а упругость — в пружинах. Взявшись за крайний шар и качая его из стороны в сторону, можно легко наблюдать, как посредством деформации пружин колебание передается от шара к шару и как колебание каждого

шара отстает от колебания предыдущего. В результате возникает поперечная волна, бегущая вдоль по цепочке (рис. 71).

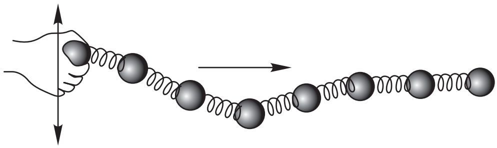


Рис. 71. Поперечная волна

Чем жестче пружины и чем легче шары, тем меньше отстает колебание каждого шара от колебания его предшественника, а значит, тем длиннее при одном и том же периоде получится волна. Но увеличение λ при неизменном T означает увеличение скорости распространения волны. Наша модель подсказывает нам, таким образом, следующую закономерность, которая действительно выполняется для упругих тел: *скорость распространения упругих волн тем больше, чем больше жесткость тела и чем меньше его плотность*.

§ 37. Продольные волны в столбе воздуха. Мы познакомимся теперь с другим видом волн, причем опять возьмем тело удлиненной формы, а именно столб воздуха, заключенный в трубе. Вдоль трубы может двигаться поршень. Заставим этот поршень совершать гармоническое колебание. Что будет происходить в столбе воздуха?

Предыдущий параграф позволяет сразу же дать ответ. Ведь и здесь каждый участок тела (слой воздуха) обладает массой, а всякое сжатие воздуха создает избыток давления, т. е. налицо у п р у г о с т ь воздуха. Следовательно, в столбе воздуха образуется упругая волна, которая будет бежать от поршня (рис. 72). Однако теперь колебательное движение в волне происходит иначе, чем раньше: частицы воздуха колеблются в том же направлении, что и поршень, т. е. *вдоль направления распространения волны*. Такие волны называются *продольными*.

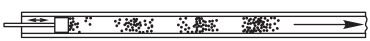


Рис. 72. Волна в трубе

Кинематику продольной волны поясняет рис. 73, где, как и на рис. 69, изображен ряд занумерованных кружков; кружки гармонически колеблются около своих положений равновесия. По-прежнему амплитуда и частота колебаний у всех кружков одинаковы, а фаза колебания каждого кружка отстает от фазы

предыдущего на 30°. Отличие от рис. 69 состоит в том, что кружки колеблются не поперек ряда, а *вдоль* него. Кроме того, на рис. 73 показана уже установившаяся волна. В результате этих

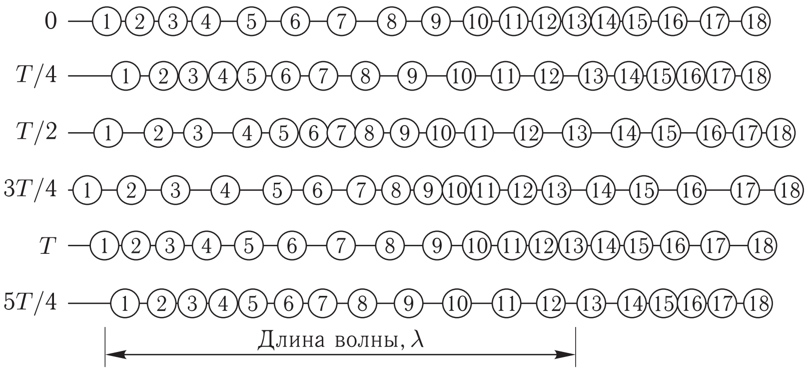


Рис. 73. Кинематика продольной волны

продольных колебаний, запаздывающих от кружка к кружку, получается бегущая направо волна, состоящая из *чередующихся уплотнений и разрежений*.

Динамику продольной волны легко наблюдать на модели, описанной в предыдущем параграфе.

Превратив рамку $ABDC$ в прямоугольник (рис. 74), мы даем шарам возможность качаться лишь продольно, т. е. параллельно рейкам AB и CD. Качая крайний шар вперед и назад, мы ясно увидим, как образуются и распространяются *вдоль* по цепочке чередующиеся уплотнения и разрежения.

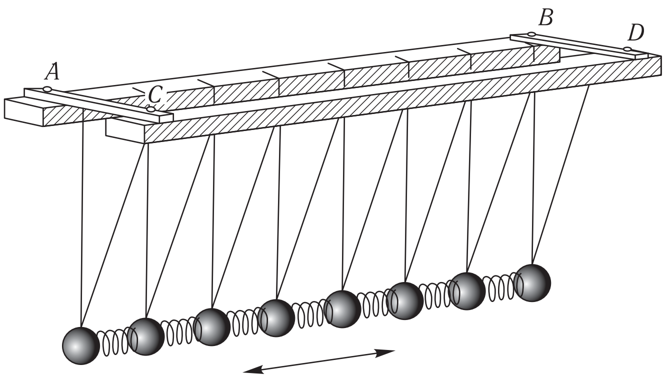


Рис. 74. Модель для демонстрации продольных волн

Подобно тому, как это происходит в нашей модели, продольные и поперечные волны могут распространяться и в сплошной среде, протяженной во всех направлениях. Поперечные волны в такой среде — это *волны сдвига*, в которых слои, перпендикулярные к направлению распространения волны, смещаются при своих колебаниях параллельно друг другу, т. е. без разрежений и уплотнений (рис. 75, *б*). Продольные волны — это *волны сжатия* (положительного и отрицательного [1]), в которых деформация слоев среды состоит в изменении их плотности, так что волна представляет собой чередующиеся уплотнения и разрежения (рис. 75, *в*).



Рис. 75. Деформация среды в поперечной и продольной волнах

Разумеется, и для продольных волн остается в полной силе определение длины волны λ, которое мы дали в предыдущем параграфе.

Если там можно было сказать, что длина волны равна расстоянию между двумя соседними горбами синусоиды (или впадинами), то здесь она равна расстоянию между серединами двух соседних уплотнений (или разрежений). Скорость распространения продольной волны связана с длиной волны и периодом колебаний той же формулой, что и для поперечной волны. Это, конечно, не значит, что скорость распространения в среде обоих видов волн в теле одинакова. Наоборот, во всякой среде скорость волн сжатия больше, чем волн сдвига (и, следовательно, при одном и том же периоде длина продольной волны больше, чем поперечной).

Говоря «во всякой среде», надо сделать одну оговорку: во всякой *твердой* среде. Дело в том, что *упругие поперечные волны могут распространяться только в твердых телах, в то время как продольные волны могут распространяться и в твердых телах, и в жидкостях, и в газах*. Таким образом,

[1] Сжатие может быть и положительным (уплотнение) и отрицательным (разрежение).

сравнивать скорость распространения обоих видов волн можно только в твердых телах, в жидкостях же и газах возможны лишь продольные волны.

Чем это объясняется?

Как сказано, в *поперечной волне* происходит *сдвиг* слоев друг относительно друга. Но упругие силы при сдвиге возникают только в твердых телах. В жидкостях и газах смежные слои свободно скользят друг по другу, без появления противодействующих упругих сил, а раз нет упругих сил, то и образование упругих волн невозможно.

В *продольной волне* участки тела испытывают *сжатия и растяжения*, т. е. меняют свой о б ъ е м. Упругие силы при изменении объема возникают как в твердых телах, так и в жидкостях и газах. Поэтому продольные волны возможны в телах, находящихся в любом из этих трех состояний.

§ 38. Волны на поверхности жидкости. Мы уже упоминали о волнах, образование которых обусловлено не силой упругости, а с и л о й т я ж е с т и. Именно поэтому нас не должно удивлять, что волны, распространяющиеся по поверхности ж и д к о с т и, не являются п р о д о л ь н ы м и. Однако они не являются и п о п е р е ч н ы м и: движение частиц жидкости здесь более сложное.

Если в какой-либо точке поверхность жидкости опустилась (например, в результате прикосновения твердым предметом), то под действием силы тяжести жидкость начнет сбегать вниз, заполняя центральную ямку и образуя вокруг нее кольцевое углубление. На внешнем крае этого углубления все время продолжается сбегание частиц жидкости вниз, и диаметр кольца растет. Но на внутреннем крае кольца частицы жидкости вновь «выныривают» наверх, так что образуется кольцевой гребень. Позади него опять получается впадина, и т. д. При опускании вниз частицы жидкости движутся, кроме того, назад, а при подъеме наверх они движутся и вперед. Таким образом, каждая частица не просто колеблется в поперечном (вертикальном) или продольном (горизонтальном) направлении, а, как оказывается, описывает окружность.

На рис. 76 темными кружками показано положение частиц поверхности жидкости в некоторый момент, а светлыми кружками — положение этих частиц немного времени спустя, когда каждая из них прошла часть своей круговой траектории. Эти траектории показаны штриховыми линиями, пройденные участки траекторий — стрелками. Линия, соединяющая темные кружки, дает нам профиль волны. В изображенном на рисунке случае большой амплитуды (т. е. радиус круговых траекторий частиц не мал по сравнению с длиной волны) профиль волны совсем не похож на синусоиду: у него широкие впадины и узкие гребни. Линия, соединяющая светлые кружки, имеет ту же форму, но сдвинута вправо (в сторону запаздывания фазы),

т. е. в результате движения частиц жидкости по круговым траекториям волна переместилась.

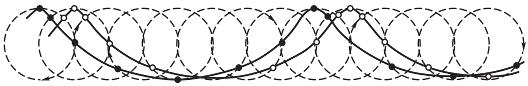


Рис. 76. Движение частиц жидкости в волне на ее поверхности

Следует заметить, что в образовании поверхностных волн играет роль не только сила тяжести, но и сила поверхностного натяжения (см. том I, § 250), которая, как и сила тяжести, стремится выровнять поверхность жидкости. При прохождении волны в каждой точке поверхности жидкости происходит деформация этой поверхности — выпуклость становится плоской и затем сменяется вогнутостью, и обратно, в связи с чем меняется площадь поверхности и, следовательно, энергия поверхностного натяжения. Нетрудно понять, что роль поверхностного натяжения будет при данной амплитуде волны тем больше, чем больше искривлена поверхность, т. е. чем короче длина волны. Поэтому для длинных волн (низких частот) основной является сила тяжести, но для достаточно коротких волн (высоких частот) на первый план выступает сила поверхностного натяжения. Граница между «длинными» и «короткими» волнами, конечно, не является резкой и зависит от плотности жидкости и свойственного ей поверхностного натяжения. У воды эта граница соответствует волнам, длина которых около 1 см, т. е. для более коротких волн (называемых капиллярными волнами) преобладают силы поверхностного натяжения, а для более длинных — сила тяжести.

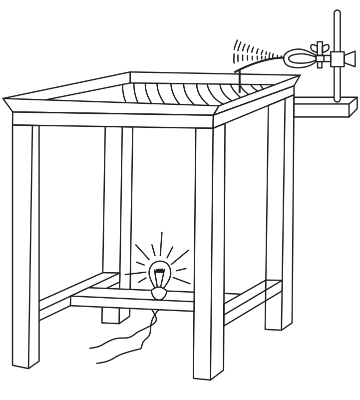


Рис. 77. Ванна для наблюдения волн на поверхности воды

Несмотря на сложный «продольно-поперечный» характер поверхностных волн, они подчиняются закономерностям, общим для всякого волнового процесса, и очень удобны для наблюдения многих таких закономерностей. Поэтому мы остановимся несколько подробнее на способе их получения и наблюдения.

Для опытов с такими волнами можно взять неглубокую ванну, дном которой служит стекло, площадь которого около 1 м^2. Под стеклом на расстоянии 1–1,5 м можно поместить яркую лампочку, позволяющую спроецировать этот «пруд» на потолок или экран (рис. 77). На тени в увеличенном виде можно наблюдать все

явления, происходящие на поверхности воды. Для ослабления отражения волн от бортов ванны поверхность последних делается рифленой и сами борта — наклонными.

Наполним ванну водой примерно на глубину 1 см и коснемся поверхности воды концом проволоки или острием карандаша. Мы увидим, как от точки прикосновения разбегается кольцевая морщинка. Скорость ее распространения невелика (10–30 см/с), поэтому можно легко следить за ее перемещением.

Укрепим проволоку на упругой пластинке и заставим ее колебаться, причем так, чтобы при каждом колебании пластинки конец проволоки ударял по поверхности воды. По воде побежит система кольцевых гребней и впадин (рис. 78). Расстояние между соседними гребнями или впадинами λ, т. е. длина вол-

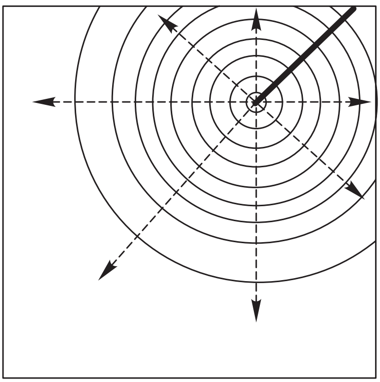


Рис. 78. Кольцевые волны

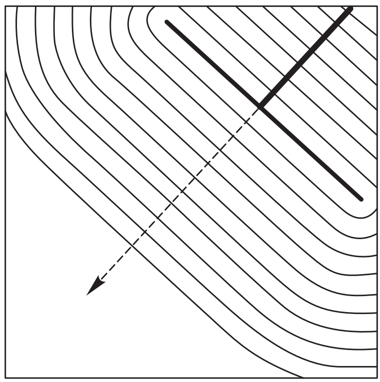


Рис. 79. Прямолинейные волны

ны, связано с периодом ударов T уже известной нам формулой $\lambda = vT$; v — скорость распространения волны.

Линии, перпендикулярные к гребням и впадинам, показывают *направления распространения волны*. У кольцевой волны направления распространения изображаются, очевидно, прямыми линиями, расходящимися из центра волны, как это показано на рис. 78 штриховыми стрелками.

Заменив конец проволоки ребром линейки, параллельным поверхности воды, можно создать волну, имеющую форму не концентрических колец, а параллельных друг другу прямолинейных гребней и впадин (рис. 79). В этом случае перед средней частью линейки мы имеем одно-единственное направление распространения.

Кольцевые и прямолинейные волны на *поверхности* дают представление о *сферических* и *плоских* волнах

в пространстве. Небольшой источник звука, излучающий равномерно во все стороны, создает вокруг себя сферическую волну, в которой сжатия и разрежения воздуха расположены в виде концентрических шаровых слоев. Участок сферической волны, малый по сравнению с расстоянием до ее источника, можно приближенно считать плоским. Это относится, конечно, к волнам любой физической природы — и к механическим, и к электромагнитным. Так, например, любой участок (в пределах земной поверхности) световых волн, приходящих от звезд, можно рассматривать как плоскую волну.

Мы неоднократно будем далее пользоваться опытами с описанной выше водяной ванной, так как волны на поверхности воды делают очень наглядными и удобными для наблюдения основные черты многих волновых явлений, включая и такие важные явления, как дифракция и интерференция. Мы используем волны в водяной ванне для получения ряда *общих представлений*, сохраняющих значение и для упругих (в частности, акустических), и для электромагнитных волн. Там, где можно осуществить наблюдение более тонких особенностей волновых процессов (в частности, в оптике), мы остановимся более подробно на истолковании этих особенностей.

§ 39. Перенос энергии волнами. Распространение механической волны, представляющее собой последовательную передачу движения от одного участка среды к другому, означает тем самым передачу энергии. Эту энергию доставляет источник волны, когда он приводит в движение непосредственно прилегающий к нему слой среды. От этого слоя энергия передается следующему слою и т. д. Таким образом, распространение волны создает в среде поток энергии, расходящийся от источника. Представление о потоке энергии, переносимой волнами, впервые ввел в 1874 г. русский физик Николай Алексеевич Умов (1846–1915). Он получил и формулу, позволяющую вычислить интенсивность волны.

При встрече волны с различного рода телами переносимая ею энергия может произвести работу или превратиться в другие виды энергии.

Яркий пример такого переноса энергии без переноса вещества дают нам взрывные волны. На расстояниях во много десятков метров от места разрыва бомбы, куда не долетают ни осколки, ни поток горячего воздуха, взрывная волна выбивает стекла, ломает стены и т. п., т. е. производит большую механическую работу. Но энергия переносится, конечно, и самыми слабыми

волнами; например, летящий комар излучает звуковую волну («комариный писк»), мощность которой, т. е. энергия, излучаемая в 1 с, составляет около 10^{-10} Вт.

Если размеры источника достаточно малы и энергия от него распространяется во все стороны равномерно, то источник можно рассматривать как *точечный* [1]), а расходящаяся от него волна будет *сферической*. В этом случае энергия, излучаемая источником, равномерно распределяется по всей поверхности волновой сферы. Нетрудно видеть, что энергия, приходящаяся на единицу поверхности этой сферы, будет тем меньше, чем больше радиус сферы. Площадь сферы или любого вырезанного в ней конусом участка (рис. 80) растет пропорционально квадрату радиуса, т. е. при увеличении расстояния от источника вдвое площадь увеличивается вчетверо, и на каждую единицу поверхности сферы приходится вчетверо меньшая энергия волны.

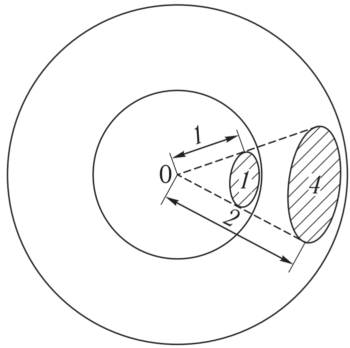


Рис. 80. При увеличении радиуса вдвое площадь поверхности возрастает вчетверо

Энергию, переносимую волной через сечение, площадь которого равна 1 м^2, за время, равное 1 с, т. е. мощность, переносимую через единичное сечение, называют *интенсивностью волны*. Таким образом, *интенсивность сферической волны убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника*.

Указанная выше мощность звука летящего комара на расстоянии 2 м от него распределяется по сферической поверхности, площадь которой равна $4\pi \cdot 2^2 \approx 50$ м^2, т. е. интенсивность звука составляет на таком расстоянии около 10^{-12} Вт/м^2. Эта ничтожная величина близка к п о р о г у с л ы ш и м о с т и и дает представление о чрезвычайно высокой чувствительности нашего уха.

Если ограничить возможность расхождения волны в стороны, то и убывание интенсивности уменьшится. Так, например, звуковая волна, распространяющаяся в т р у б е, не расходится в стороны и поэтому на длинном пути сохраняет большую

---

[1]) Более подробно условия, при которых источник можно считать точечным, мы рассмотрим на примере источников света (§ 69).

интенсивность. На этом основано применение переговорных труб, которые и теперь еще зачастую можно видеть на небольших кораблях, где они служат для связи капитанского мостика с машинным отделением, с кабиной рулевого и т. п. (рис. 81).

Для увеличения громкости звука на больших расстояниях иногда применяются рупоры (рис. 82). Следует, однако, иметь в виду, что вне рупора расхождение волны в стороны уже не ограничено и причина усиления звука здесь иная: рупор концентрирует энергию волны в некотором телесном угле, т. е. создает *направленное излучение* (§ 42). Но внутри этого телесного угла интенсивность убывает обратно пропорционально квадрату расстояния.

Интенсивность волны, распространяющейся в цилиндрической трубе, не должна была бы уменьшаться с расстоянием, так как энергия переносится здесь через сечения одинаковой площади. Однако в действительности происходит ослабление, вызванное *поглощением* энергии волны той средой, в которой она распространяется. В каждой точке

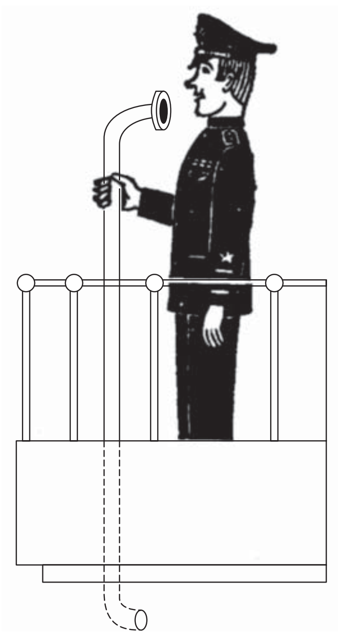


Рис. 81. Переговорная труба на корабле



Рис. 82. Рупор (мегафон) дает направленное излучение

на пути волны часть переносимой ею энергии тратится на работу против сил трения (вязкости) в среде и переходит в тепло. Благодаря поглощению интенсивность сферической волны убывает фактически еще быстрее, чем обратно пропорционально квадрату

расстояния. При распространении в трубе энергия волны поглощается, кроме того, и стенками самой трубы.

Электромагнитные волны представляют собой передачу изменений электромагнитного поля. Они, конечно, тоже переносят энергию, но не в форме кинетической и потенциальной энергии частиц среды, а в виде энергии электрического и магнитного полей. Именно в таком виде поступает от Солнца вся энергия, за счет которой поддерживается жизнь на Земле. Общая мощность электромагнитных волн, излучаемых Солнцем, выражается числом $4 \cdot 10^{23}$ кВт. На расстоянии 150 миллионов километров, т. е. на таком удалении от Солнца, на котором находится Земля, интенсивность электромагнитных волн равна 1,4 кВт/м^2. Эта последняя величина называется *солнечной постоянной*. Из-за отражения от облаков, рассеяния и поглощения в атмосфере до земной поверхности доходит примерно 43 % этой энергии (см. том I, § 308).

Если бы Солнце удалилось от нас на расстояние ближайшей звезды, т. е. на 4 световых года, то интенсивность его электромагнитного излучения у Земли составила бы всего $2 \cdot 10^{-8}$ Вт/м^2. И все же, если бы даже лишь сотая часть этой энергии приходилась на видимый свет, то и тогда интенсивность последнего во много раз превосходила бы порог чувствительности нашего глаза.

Интересно отметить, что порог чувствительности глаза примерно такой же, как и уха. Глаз способен реагировать на потоки световой энергии около $3 \cdot 10^{-13}$ Вт/м^2. Впрочем, современные радиоприемники могут соперничать по чувствительности с глазом: хороший приемник может «услышать» радиостанцию, волны которой имеют в месте приема интенсивность 10^{-14} Вт/м^2.

§ 40. Отражение волн. Поставим на пути волн в водяной ванне плоскую пластинку, *длина которой велика по сравнению с длиной волны* λ [1]. Мы увидим следующее. Позади пластинки получается область, в которой поверхность воды остается почти в покое (рис. 83). Другими словами, пластинка создает *тень* — пространство, куда волны не проникают. Перед пластинкой отчетливо видно, как волны *отражаются* от нее, т. е. волны, падающие на пластинку, создают волны, идущие от пластинки. Эти отраженные волны имеют форму концентрических дуг,

[1] На рис. 83 и 84, а также на ряде последующих рисунков длина волны λ взята недостаточно малой по сравнению с размерами пластинки. Это сделано лишь для четкости рисунков.

разбегающихся как бы из центра, лежащего позади пластинки. Перед пластинкой возникает своеобразная сетка из первичных волн, падающих на пластинку, и отраженных волн, идущих от нее навстречу падающим.

Как меняется направление распространения волны при ее отражении?

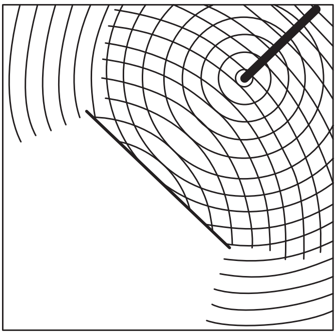


Рис. 83. Тень, отбрасываемая большой пластинкой

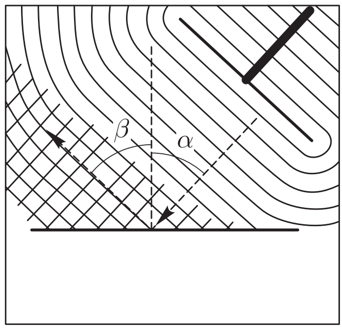


Рис. 84. Угол отражения равен углу падения

Посмотрим, как отражается плоская волна. Обозначим угол, образуемый перпендикуляром к плоскости нашего «зеркала» (пластинки) и направлением распространения падающей волны, через α (рис. 84), а угол, образуемый тем же перпендикуляром и направлением распространения отраженной волны, — через β. Опыт показывает, что при всяком положении «зеркала» $\beta = \alpha$, т. е. *угол отражения волны от отражающей плоскости равен углу падения*.

Этот закон отражения является общим волновым законом, т. е. он справедлив для любых волн, в том числе и для звуковых и для световых. Закон остается в силе и для сферических (или кольцевых) волн, как это видно из рис. 85. Здесь угол отражения β в разных точках отражающей плоскости различен, но в каждой точке равен углу падения α.

Отражение волн от препятствий относится к числу очень распространенных явлений. Хорошо всем известное эхо обусловлено отражением звуковых волн от зданий, холмов, леса и т. п. Если до нас доходят звуковые волны, последовательно отразившиеся от ряда препятствий, то получается многократное эхо. Раскаты грома имеют такое же происхождение. Это — многократное повторение очень сильного «треска» огромной элек-

трической искры — молнии [1]). Методы локации, упомянутые в § 35, основаны на отражении электромагнитных волн и упругих волн от препятствий. Особенно часто мы наблюдаем явление отражения на световых волнах.

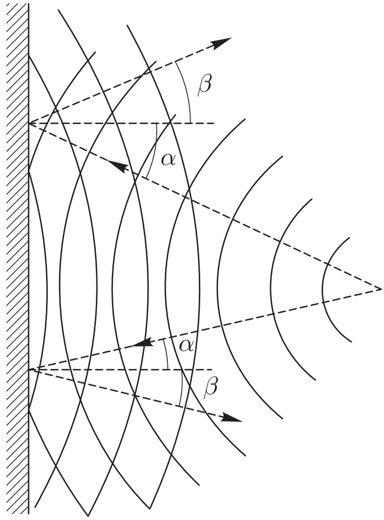


Рис. 85. Закон отражения выполнен в каждой точке отражающей плоскости

Отраженная волна всегда в той или иной степени ослаблена по сравнению с падающей. Часть энергии падающей волны п о г л о щ а е т с я тем телом, от поверхности которого происходит отражение. Звуковые волны хорошо отражаются твердыми поверхностями (штукатурка, паркет) и значительно хуже мягкими поверхностями (ковры, занавеси и т. п.).

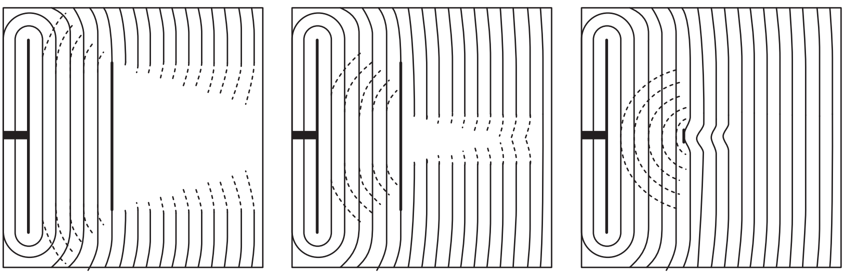
Всякий звук прекращается не сразу после того, как замолк его источник, а замирает постепенно. Отражением звука в помещениях обусловлено явление послезвучания, называемое *реверберацией*. В пустых помещениях реверберация велика, т. е. мы наблюдаем своеобразную г у л к о с т ь. Если же в помещении много поглощающих поверхностей, в особенности мягких (мягкая мебель, одежда людей, занавеси и т. п.), то гулкость не наблюдается. В первом случае получается большое число отражений звука, прежде чем энергия звуковой волны практически полностью поглотится, во втором — поглощение происходит значительно быстрее.

Реверберация существенным образом определяет звуковые качества помещения и играет большую роль в архитектурной акустике. Для данного помещения (аудитории, зала и т. п.) и данного рода звука (речь, музыка) поглощение должно подбираться специально. Оно должно быть не слишком большим, чтобы не получался глухой, «мертвый», звук, но и не слишком малым, чтобы длительная реверберация не нарушала разборчивости речи или звучания музыки.

[1]) Первичный звук, вызываемый молнией, тоже растянут по времени. Дело в том, что длина молнии может достигать нескольких километров, и поэтому от разных ее участков звук доходит до нас с различным запаздыванием.

§ 41. Дифракция. Образование тени в случае световых волн — часто наблюдаемое и привычное явление. Иначе обстоит дело со звуковыми волнами. От них очень трудно заслониться. Мы слышим звук из-за угла дома или стоя за забором, за деревом и т. п. Почему эти препятствия не отбрасывают «звуковой тени»?

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Длина звуковой волны в воздухе при частоте 1000 Гц равна 33,7 см, а при частоте 100 Гц она составляет уже 3,37 м. Таким образом, размеры обычно окружающих нас предметов (за исключением больших домов) отнюдь не велики по сравнению с длиной звуковой волны. Между тем в опыте с водяной ванной, описанном в предыдущем параграфе, при наблюдении правильного отражения и образования тени мы применяли препятствие (пластинку) значительно большего размера, чем длина волны λ.



а *б* *в*

Рис. 86. Позади малого препятствия тени нет

Как будет зависеть характер образующейся тени от размеров препятствия?

Поставим на пути прямолинейной поверхностной волны в водяной ванне препятствия различного размера (рис. 86). Мы увидим, что, когда препятствие достаточно велико по сравнению с длиной волны λ (рис. 86, *а*), тень от него сравнительно резкая: лишь у самых краев тени заметно небольшое волнение, указывающее, что волна слегка огибает край препятствия. По мере уменьшения препятствия тень оказывается менее ясно выраженной (рис. 86, *б*), а когда размеры препятствия становятся сравнимыми с длиной волны, образования тени практически уже не происходит. Рис. 86, *в* показывает, что в этом случае водяная волна огибает препятствие, и позади него она распространяется почти так же, как если бы препятствия не было. Это *огибание волной края препятствия*, особенно отчетливо

наблюдаемое при малых по сравнению с длиной волны размерах препятствия, называется *дифракцией*.

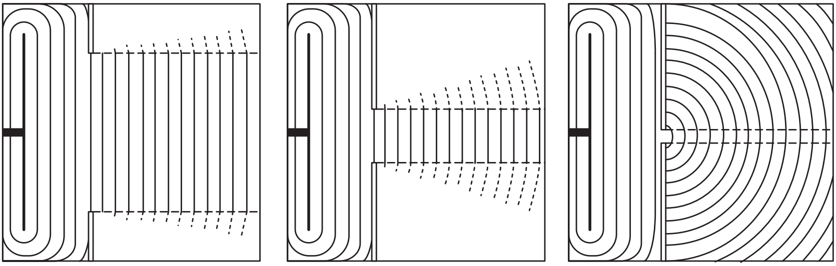


Рис. 87. Дифракция не позволяет выделить сколь угодно узкий волновой пучок

Отсутствие в обычных условиях хорошо выраженной звуковой тени и есть результат дифракции звуковых волн, которую мы наблюдаем, таким образом, буквально на каждом шагу. Дифракцию световых волн наблюдать не так просто, как в случае звука, так как длины световых волн очень малы — всего несколько десятитысячных долей миллиметра.

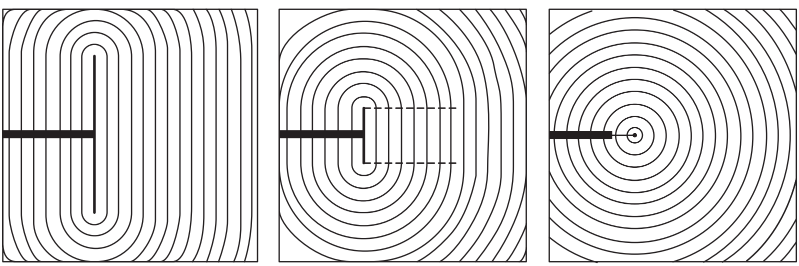
Дифракция — одно из важнейших явлений, свойственных всякому волновому процессу. Мы подробно изучим ее в разделе «Физическая оптика». Там мы увидим, в частности, что дифракция не позволяет различать сколь угодно малые детали предмета, рассматриваемого с помощью какого-либо оптического инструмента (в том числе и невооруженным глазом). Из-за дифракции же нельзя получить с помощью рупоров, зеркал, отверстий в экранах (диафрагм) и любых других средств с к о л ь у г о д н о у з к и е волновые пучки. Это нетрудно показать на водяных волнах.

Поставим на пути прямолинейной поверхностной волны в нашей водяной ванне две пластинки, промежуток между которыми выделяет из этой волны ограниченный пучок (рис. 87, *а*). Сближая пластинки, мы увидим, что вырезаемый ими пучок отнюдь не делается как угодно узким. По мере сужения промежутка все больше проявляется дифракция — огибание волной краев пластинок (рис. 87, *б*). Наконец, когда ширина промежутка становится сравнимой с длиной волны или еще меньше, мы получаем позади пластинок не узкий пучок, а полукольцевые волны, расходящиеся во все стороны из промежутка, как из центра (рис. 87, *в*).

§ 42. Направленное излучение. В опытах с волнами в в водяной ванне мы получали круговую волну при помощи острия, ударяющего по поверхности воды, а для получения волны с прямолинейным фронтом мы заменяли острие ребром линейки. Заметим, что при этом линейку, ударяющую по поверхности воды, надо держать так, чтобы ребро ее было параллельно поверхности, т. е. чтобы все точки ребра одновременно возбуждали колебание. Другими словами, для получения волны с прямолинейным фронтом нужно, чтобы вдоль прямой действовало много излучателей в одинаковой фазе. Если бы линейка была поставлена наклонно — так, что одни участки ее ударяли бы по воде раньше других, то характер волны совершенно изменился бы. В дальнейшем мы также будем предполагать, что в случае, когда волна возбуждается излучателем в виде линейки, все точки излучателя колеблются в одной фазе.

В круговой волне, создаваемой острием, энергия распространяется по всем направлениям, во все стороны; в волне же с прямолинейным фронтом энергия переносится направленно — в направлении, перпендикулярном к ребру линейки. От чего зависит степень направленности излучения?

Попробуем получать волны, беря в качестве излучателей линейки различной длины. Нетрудно заметить, что чем короче ударяющее по воде ребро, тем слабее выражен и тем короче участок прямолинейной волны (рис. 88). Это и естественно, так как, по существу, мы и при излучении имеем дело с дифракционным



а *б* *в*

Рис. 88. Чем длиннее ребро линейки, тем дольше сохраняется прямолинейная волна

явлением, только здесь дифракция происходит вокруг самого излучающего тела. И подобно тому, как при набегании волны на какое-либо препятствие характер дифракции зависит от соотношения размеров препятствия и длины волны λ, так и при излучении вид посылаемой линейкой волны зависит от длины ее

ребра по сравнению с λ. Сопоставляя волну, получающуюся от линеек различной длины, с волной, выходящей из промежутка между двумя пластинками, т. е. сравнивая рис. 88 с рис. 87, мы видим полное сходство всей картины и одинаковое влияние на вид волн в одном случае длины линейки, а в другом — ширины промежутка. Чем больше отношение длины линейки l к длине волны λ, тем дальше от линейки сохраняется прямолинейный фронт волны.

Все же, каким бы длинным ни было ребро линейки, всегда можно отойти на столь большие расстояния от нее, что волна становится кольцевой, ее горбы и впадины принимают форму концентрических окружностей.

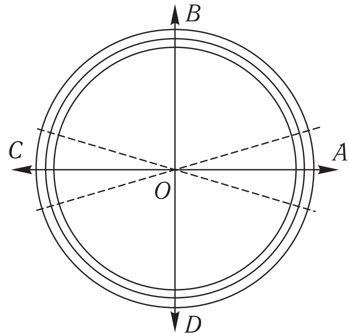


Рис. 89. На больших расстояниях от линейки волна кольцевая, но интенсивность ее неодинакова по разным направлениям

Значит ли это, что на таких больших удалениях от излучателя его форма и размеры уже никак не сказываются на характере волны? Оказывается, что нет. Форма фронта волны, ее горбов и впадин действительно во всех случаях становится на достаточно больших расстояниях кольцевой, но *интенсивность* в этой кольцевой волне *не будет одинакова по всем направлениям*. Совершенно ненаправленная волна, имеющая одну и ту же интенсивность по всем направлениям, получается только тогда, когда по воде ударяет острие или вообще предмет, маленький по сравнению с длиной волны λ. Если же волна создается ребром линейки, протяженность которого значительно превышает λ, то и на больших расстояниях, где волна уже стала кольцевой, интенсивность на продолжениях OB и OD ребра линейки будет меньше, чем по направлениям OA и OC, перпендикулярным к ребру (рис. 89). Излучаемая энергия в основном концентрируется в некотором секторе кольцевой волны около направлений OA и OC, и этот сектор тем у́же (направленность излучения тем больше), чем длиннее линейка по сравнению с длиной волны λ. В случае острия этот «сектор» захватывает весь круг, направленности нет совсем.

Итак, чем больше длина прямолинейного излучателя по сравнению с длиной волны λ, тем, во-первых, дальше от излучателя будет сохраняться прямолинейный фронт, а во-вторых, там, где волна уже сделается кольцевой, тем резче поток энергии будет

концентрироваться в этой кольцевой волне около направления, перпендикулярного к излучателю.

Эти выводы, касающиеся волн на поверхности жидкости, остаются в силе и для любых волн в пространстве, если речь идет о соответственно измененном излучателе. Например, вместо ребра линейки представим себе диск (мембрану), колеблющийся в воздухе или под водой. Все сказанное выше можно повторить по отношению к посылаемой этим диском продольной волне. Только вместо прямолинейных и круговых волн мы будем теперь иметь соответственно плоские и сферические волны. В частности, концентрация звука при помощи рупора, о которой мы упоминали в § 39, тоже объясняется увеличенными размерами излучателя (выходного отверстия рупора) по сравнению с размерами рта, т. е. бо́льшим отношением размеров излучателя к длине волны.

Глава V. **ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН**

§ 43. Наложение волн. Проделаем следующий опыт с волнами в водяной ванне. Заставим колебаться на двух упругих пластинках две линейки, ударяющие по поверхности воды и создающие две плоские волны (рис. 90). Линейки поставлены под углом друг к другу так, что посылаемые ими волновые пучки пересекаются в области $aa'b'b$ и затем вновь расходятся. Опыт показывает, что прохождение каждой из волн через область $aa'b'b$ совершенно не зависит от присутствия или отсутствия другой волны. *Никакого влияния одной волны на распространение другой не происходит.*

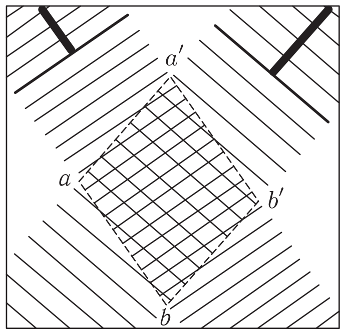


Рис. 90. Волны, исходящие от двух колеблющихся линеек, проходят друг через друга без влияния на распространение каждой из них

То же самое относится и к звуковым волнам: распространение звука от любого источника не испытывает никакого влияния со стороны других звуковых волн, как угодно распространяющихся в это время через те же области среды. Для световых волн справедлива та же закономерность: их распространение от любого предмета к нашему глазу и все, что мы видим благодаря этим волнам, совершенно не зависит от множества других световых волн, пересекающих по всевозможным направлениям путь света от наблюдаемого предмета.

Что же происходит в тех областях пространства, в которых подобно участку поверхности $aa'b'b$ на рис. 90 волны н а л а г а ю т с я одна на другую?

Каждая частица среды, находящаяся на пути волны, совершает колебания с периодом этой волны. Если эта частица находится на пути двух волн, то она одновременно участвует в колебаниях обеих волн, т. е. ее движение представляет собой с у м м у э т и х к о л е б а н и й. Таким образом, *наложение двух* (*или большего числа*) *волн есть сложение их колебаний*

в каждой точке среды, *через которую обе эти волны* (*или все эти волны*) *проходят*. Как мы видели, наложение волн в каком-либо месте не влияет на их распространение как через это место, так и вне его.

§ 44. Интерференция волн. Однако если происходит наложение волн *одинаковой частоты*, имеющих, следовательно, *одинаковую длину волны*, то могут возникнуть своеобразные и очень важные явления, к которым мы теперь и перейдем.

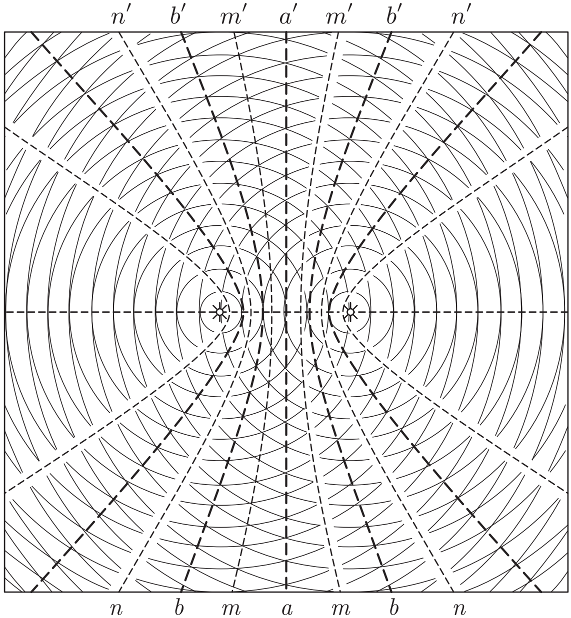


Рис. 91. Результаты наложения кольцевых волн

Укрепим на одной колеблющейся пластинке два проволочных острия, которые будут одновременно ударять по поверхности воды в нашей ванне. Мы получим две кольцевые волны с одинаковой длиной волны, разбегающиеся из двух центров и налагающиеся друг на друга.

Если расстояние между остриями больше длины волны, то мы увидим картину, изображенную на рис. 91. Происходит не просто усиление волнения воды, чего можно было бы ожидать на первый взгляд, а более сложное явление. На поверхности воды получается ряд областей, в которых колебания особенно сильны (максимумы aa', bb', ...), разделенных областями сильно ослабленного волнения (минимумы mm', nn', ...). Такая картина

чередующихся максимумов и минимумов колебания называется *интерференционной картиной*, а само *явление наложения волн, когда оно приводит к образованию этой картины, — интерференцией волн.*

Происхождение интерференционной картины в данном опыте позволит нам понять, в чем заключаются условия возникновения интерференции вообще.

В каждой точке колебание поверхности воды является суммой колебаний, вызванных каждой волной в отдельности. Пусть в каком-то месте в данный момент сошлись гребни обеих волн, т. е. обе волны пришли сюда в одинаковой фазе. В этой точке получится усиленный подъем воды. Через полпериода ($T/2$) гребни сменятся впадинами, причем у обеих волн одновременно, так как их период одинаков. Поверхность воды сильно опустится. Таким образом, в указанном месте будет происходить усиленное колебание. Наоборот, в таком месте, где сходятся гребень одной волны со впадиной другой, т. е. где волны проходят в противоположных фазах, колебания взаимно ослабятся. Ослабление будет происходить все время, ибо в любой момент фазы обеих волн будут противоположны и, в частности, через полпериода в этой точке будет впадина первой волны и гребень второй. Таким образом, существенным для возникновения интерференционной картины является то обстоятельство, что волны, идущие из обоих центров, согласованы между собой: сдвиг фаз между колебаниями обеих волн в каждой данной точке остается все время постоянным.

Если бы мы произвольным образом меняли фазу колебаний одного из источников, тогда и в каждой точке поверхности воды фазы обоих колебаний то совпадали бы, то расходились, и расположение максимумов и минимумов не было бы устойчивым. Точно так же, если бы периоды колебаний обеих волн были различны, то во всякой точке поверхности усиление колебаний сменялось бы их ослаблением, потом опять усилением и т. д. Чем больше разница периодов или чем быстрее меняется фаза одного из колебаний, тем быстрее меняется расположение максимумов и минимумов.

Говоря об интерференционной картине, имеют в виду *устойчивую, не изменяющуюся со временем* картину чередования максимумов и минимумов. Подобная устойчивая картина возникает лишь в том случае, когда налагающиеся волны имеют одинаковый период и неизменный сдвиг фаз колебаний в каждой точке. Такие волны называются *когерентными*.

Следовательно, *устойчивая интерференция может иметь место только при условии когерентности волн.*

В рассмотренном нами случае когерентность обеспечивается тем, что оба источника (проволочные острия) связаны друг с другом, будучи прикреплены к одной и той же колеблющейся пластинке.

В этом случае оба когерентных источника дают волны, выходящие из места их возбуждения в одной фазе, т. е. гребни (или впадины) выходят из обоих источников одновременно. Можно было бы представить себе устройство, при котором одна из волн запаздывает по фазе относительно другой. Но если это запаздывание сохраняется в течение опыта неизменным, то источники также являются когерентными (хотя и не совпадающими по фазе) и порождаемые ими волны дают устойчивую интерференционную картину. Таким образом, для когерентности необходим неизменный сдвиг фаз обеих волн; абсолютное значение же этого сдвига не играет роли.

§ 45. Условия образования максимумов и минимумов. Можно ли сказать заранее, где в интерференционной картине получатся максимумы колебаний, а где минимумы?

Рассмотрим рис. 92, на котором изображена схема интерференции волн от двух когерентных источников S_1 и S_2. Пусть оба источника колеблются в одной фазе, т. е. гребни (или впадины) выходят из них одновременно. Очевидно, на линии aa, каждая точка которой одинаково удалена и от S_1 и от S_2, получится максимум колебаний, так как гребни (или впадины) обеих волн будут достигать точек этой линии одновременно и фазы обеих волн здесь совпадут. Точно так же усиление колебаний получится на линии bb, все точки которой на одну длину волны λ ближе к S_2, чем к S_1. Во всех точках линии bb волна от источника S_1 будет запаздывать ровно на один период по сравнению с волной от источника S_2, а значит, фазы обеих волн опять совпадут. То же самое будет иметь место и на линии cc, точки которой на 2λ ближе к источнику S_2, чем к S_1, т. е. одна волна запаздывает на два периода по сравнению с другой, и на линиях $b'b'$, $c'c'$ и т. д., точки которых расположены на λ, 2λ и т. д. ближе к источнику S_1, чем к S_2.

Такое же рассуждение показывает, что на линиях mm, nn, … и $m'm'$, $n'n'$, …, все точки которых расположены ближе к одному из источников, чем к другому, на полволны ($\lambda/2$), три полуволны ($3\lambda/2$) и вообще нечетное число полуволн, получится ослабление колебаний — минимум. Действительно, во всех точках этих ли-

ний гребень одной волны будет встречаться со впадиной другой, или, иначе говоря, фазы обеих волн будут противоположны.

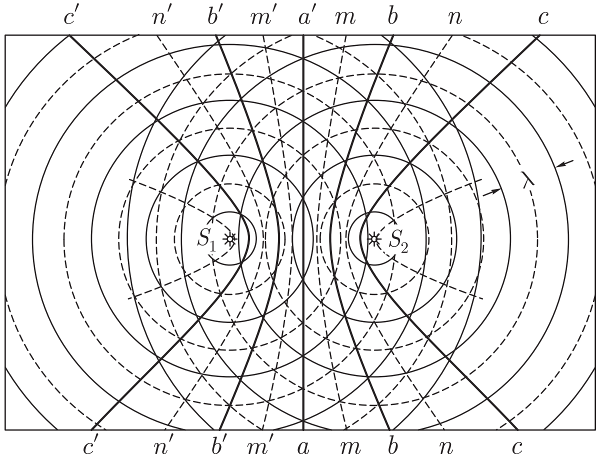


Рис. 92. Расположение максимумов и минимумов в интерференционной картине

Будем называть разность расстояний от какой-либо точки до источников S_1 и S_2 *разностью хода* двух интерферирующих волн до этой точки. Тогда найденное правило можно коротко формулировать следующим образом.

Максимумы интерференционной картины от двух колеблющихся в одинаковой фазе источников получаются в тех местах, где разность хода равна целому числу длин волн, или, что то же, четному числу полуволн, а минимумы — в тех местах, где разность хода равна нечетному числу полуволн.

Если бы когерентные источники S_1 и S_2 не совпадали по фазе, а, например, волна из источника S_2 выходила бы на какую-то часть периода позже, чем из S_1, то нетрудно видеть, что интерференционная картина, оставаясь устойчивой, оказалась бы смещенной в сторону S_2. Действительно, теперь две волны встретились бы в одной фазе не в точках, лежащих на равном расстоянии от источников, а в точках, расстояние до которых волна от источника S_2 проходит за меньшее время. Это время равно разности времени прохождения волны от S_2 до равноотстоящей от S_1 и S_2 точки и времени запаздывания ее на выходе. Соответственным образом надо было бы изменить правило, сформулированное выше.

Итак, в случае наложения когерентных волн получается устойчивая интерференционная картина, показывающая, что энергия волн при этом п е р е р а с п р е д е л я е т с я: возникают

места, где интенсивность больше, чем простая сумма интенсивностей двух волн (максимумы), но имеются места, где интенсивность меньше суммы интенсивностей двух волн (минимумы). Если общая энергия, излучаемая обоими источниками, при этом остается неизменной, то все дело сводится к перераспределению энергии (рис. 93, *а*). В том же случае, когда накладываются некогерентные волны, интенсивности просто складываются, так что добавление второй волны повсюду ведет к увеличению интенсивности на величину, равную интенсивности второй волны; таким образом, максимумов и минимумов не наблюдается (рис. 93, *б*).

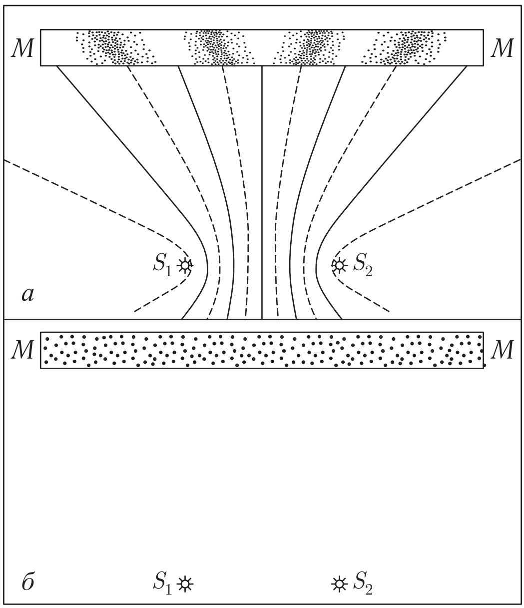


Рис. 93. *а*) Пластинка MM на пути когерентных волн, пересекающая линии максимумов и минимумов, «освещена» неравномерно. В местах максимумов интенсивность волны больше суммы интенсивностей, в местах минимумов — меньше. *б*) Если волны некогерентны, то пластинка «освещена» равномерно: интенсивности складываются

§ 46. Интерференция звуковых волн. Подобно дифракции, интерференция характерна для любых волновых явлений независимо от природы волн. Мы рассмотрели основные относящиеся сюда явления на примере волн, распространяющихся на поверхности воды. Ниже мы познакомимся с интерференцией электромагнитных волн, применяемых в радио, а в разделе «Физическая

оптика» будет подробно рассказано об интерференции световых волн, на которых это явление первоначально и было изучено. С явлением интерференции мы встречаемся и в акустике.

Для наблюдения интерференции звуковых волн можно поставить опыт, аналогичный опыту с волнами на поверхности воды (§ 44). На планке, которую можно поворачивать вокруг

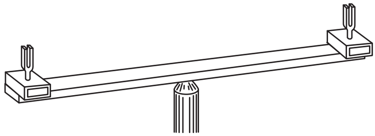


Рис. 94. К опыту с интерференцией звуковых волн

вертикальной оси (рис. 94), укреплены два одинаковых камертона, звучащих в унисон. Если частота камертонов около 1 кГц, а расстояние между ними около 1,5 м, то ширина чередующихся областей усиления и ослабления звука, расположение которых в горизонтальной плоскости такое же, как и на рис. 91, будет составлять на расстоянии в 5–6 м от камертонов около 1 м (от максимума до максимума).

Если возбудить камертоны (например, смычком) и медленно поворачивать планку, то области усиления и ослабления звука будут перемещаться мимо наблюдателя и он услышит, как поочередно сменяются звук большой громкости и почти полное его замирание.

Опыт удается лучше, если слушать только одним ухом, прикрыв другое рукой. Кроме того, помещение должно быть достаточно обширным и свободным от препятствий, так как отраженные от них волны могут сильно исказить интерференционную картину. В частности, планка с камертонами должна быть расположена подальше от пола и стен. Если имеется ламповый генератор звуковых частот, то вместо камертонов можно воспользоваться двумя одинаковыми телефонными трубками, соединив их последовательно и подключив к генератору. Трубки должны звучать достаточно громко, но не чрезмерно, так как при пропускании через них слишком сильного тока они дадут несинусоидальные колебания, т. е. появятся заметные обертоны, из-за которых может не получиться достаточно отчетливых минимумов силы звука. Когда при звучании обеих трубок (обоих камертонов) получена хорошо наблюдаемая интерференция, можно сделать контрольный опыт: закоротив одну из трубок (заглушив один камертон), убедиться в том, что чередование

усилений и ослаблений звука, т. е. интерференционная картина, исчезает.

Описанный опыт служит непосредственным подтверждением того, что звук — волновое явление. Более того, зная расстояние между источниками звука и измерив угол поворота планки от одного минимума слышимости до соседнего, можно вычислить длину звуковой волны в воздухе. Вообще интерференционные явления широко используются для измерения длин волн, так как изменение разности хода двух волн от одного минимума (или максимума) до соседнего как раз равно длине волны.

§ 47. Стоячие волны. Особого вида интерференционная картина, называемая *стоячей волной*, получается в том случае, если *две когерентные и одинаковые по интенсивности волны распространяются навстречу друг другу*. Наложение таких волн происходит всякий раз, когда волна падает на хорошо отражающее препятствие, перпендикулярное к направлению ее распространения. Действительно, по закону отражения отраженная волна будет распространяться при этом как раз навстречу падающей и будет почти равна ей по интенсивности, если препятствие почти полностью отражает волну. Когерентность же прямой и обратной волн обеспечена тем, что они представляют собой более раннюю и более позднюю части одной и той же волны.

Проделаем соответствующий опыт в водяной ванне.

На пути волны, создаваемой ударяющей по воде линейкой, мы ставим пластинку, параллельную линейке, т. е. перпендикулярную к направлению распространения волны (рис. 95). Опыт показывает следующее. Когда волна, бегущая от линейки, отражается и идет обратно, между колеблющейся линейкой и отражающей пластинкой получается ряд параллельных им и не перемещающихся полос, удаленных друг от друга на полволны. Как и всегда при интерференции, эти полосы представляют собой чередование максимумов и минимумов, причем в минимумах поверхность воды практически неподвижна.

Так выглядит стоячая волна на поверхности воды. Подобные же стоячие волны можно получить и в шнуре, о котором мы говорили в § 36. Мы проследили там распространение волны, бегущей от руки вдоль по шнуру, до того момента, когда эта волна достигает точки подвеса. Что происходит дальше?

Волна отражается от закрепленной точки шнура и бежит по нему вниз, складываясь с идущей навстречу волной, создаваемой

колебаниями руки. Таким образом, здесь также должна получиться стоячая волна, и она действительно получается.

На рис. 96 показано, какой вид приобретает колебание шнура. На шнуре образуются чередующиеся неподвижные точки и точки, в которых размах колебаний наибольший. Неподвижные точки называются *узлами* стоячей волны, а места наибольшей амплитуды колебаний — ее *пучностями*. Расстояние между двумя соседними узлами (или двумя соседними пучностями) равно половине длины волны. Чем быстрее мы колеблем нижний конец шнура, т. е. чем выше частота, тем короче длина волны и тем больше узлов и пучностей укладывается на шнуре. Большое число их с помощью руки получить трудно, так как надо слишком часто ею двигать. Можно воспользоваться небольшим электродвигателем, заставив его вращать простой кривошипный механизм. Установив этот механизм горизонтально и прикрепив к нему нижний конец шнура, можно получить большое число узлов и пучностей, как это показано в правой части рис. 96.

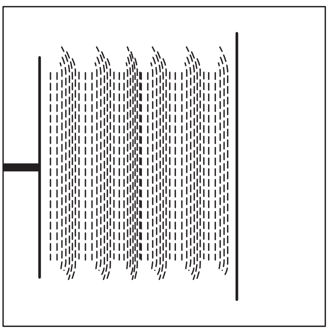


Рис. 95. Стоячая волна на поверхности воды

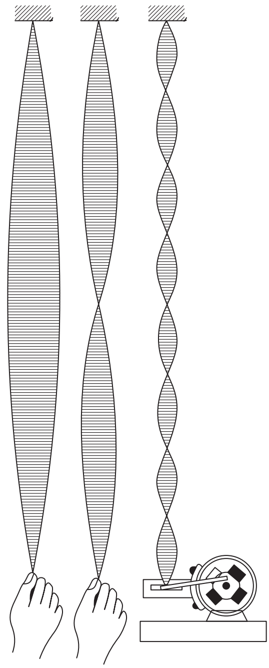


Рис. 96. Стоячие волны на шнуре

Каким образом в результате сложения двух встречных бегущих волн получаются чередующиеся узлы и пучности?

Рис. 97 показывает, как это происходит. Штриховыми и штрихпунктирными линиями на нем изображены две волны, бегущие друг другу навстречу. Помещенные один под другим рисунки дают картину процесса через каждую восьмую часть

периода. За это время бегущие волны передвигаются навстречу друг другу вдоль прямой AB на одну восьмую длины волны.

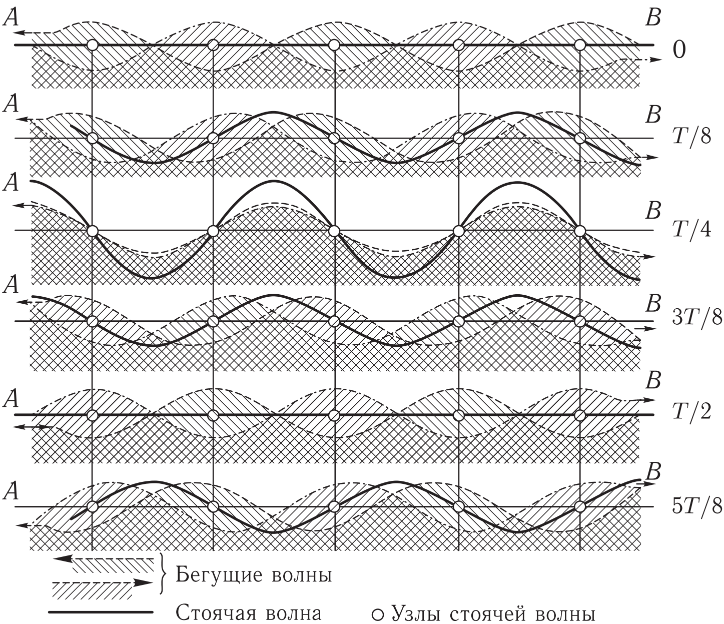


Рис. 97. Возникновение стоячей волны в результате сложения двух одинаковых встречных волн

В каждой точке прямой AB взята алгебраическая сумма отклонений от AB (+ вверх, − вниз), и полученные таким путем точки соединены друг с другом сплошной линией. Таким образом, сплошная кривая изображает результат сложения обеих бегущих волн.

Если проследить от рисунка к рисунку, как ведет себя сплошная кривая, то мы увидим, что в точках, отмеченных светлыми кружками, она все время проходит через положение равновесия, т. е. здесь колебаний нет, — это узлы стоячей волны. В промежутках между узлами, наоборот, получаются пучности, наибольший размах колебаний. *Все точки, лежащие между двумя соседними узлами, колеблются в одинаковой фазе, но при переходе из одного промежутка между узлами к следующему фаза меняется на* 180°.

§ 48. Колебания упругих тел как стоячие волны. Каждая из двух одинаковых бегущих волн, образующих стоячую волну, переносит энергию в направлении своего распространения. Так как

эти направления противоположны друг другу, то в результате *переноса энергии в стоячей волне нет. Энергия остается на месте, переходя из кинетической в потенциальную и обратно* (это и является главным основанием, чтобы называть такую волну «стоячей»). Таким образом, процесс здесь такой же, как и при упругих колебаниях, о которых мы говорили раньше, например при колебаниях камертона или зажатой в тиски пластинки. И в том, и в другом случаях мы имеем дело с гармоническим колебанием частиц тела, происходящим с известной частотой, определяемой размерами и свойствами данного тела, причем отдельные участки этого тела колеблются с различными амплитудами. Правда, в случае колеблющейся пластинки мы наблюдали лишь о д н у точку, остававшуюся в покое («узел» располагался у зажатого конца пластинки), в то время как при колебаниях шнура может образоваться м н о г о узлов. Однако, как показано в следующих параграфах, и камертон и пластинку можно заставить колебаться с большей частотой, так что и на них образуется несколько узлов.

Таким образом, между упругими колебаниями тела и стоячими волнами в теле нет различия: *колебания упругих тел представляют собой стоячие волны в этих телах*.

Получая стоячие волны на шнуре, мы поддерживали эти волны извне движением руки или кривошипного механизма. Другими словами, это были в ы н у ж д е н н ы е колебания, их частота была навязана нашим воздействием и равнялась частоте этого воздействия. Но стоячие волны могут быть и с в о б о д н ы м и. Ударяя камертон, колокол, обыкновенный стакан, оттягивая и затем отпуская упругую пластинку или натянутую струну, мы возбуждаем колебания, представляющие собой именно свободные стоячие волны. Конечно, такие колебания постепенно затухают из-за трения и других потерь энергии.

Мы рассмотрим теперь свободные стоячие волны на примере, позволяющем особенно просто получить и наблюдать такие волны, — на колебаниях натянутой струны.

§ 49. Свободные колебания струны. Для опытов со струной удобен прибор, изображенный на рис. 98. Один конец струны закреплен, а другой перекинут через блок, и к нему можно подвешивать тот или иной груз. Таким образом, с и л а н а т я ж е н и я с т р у н ы нам известна: она равна весу груза. Доска, над которой натянута струна, снабжена шкалой. Это позволяет быстро определить д л и н у всей с т р у н ы или какой-либо ее части.

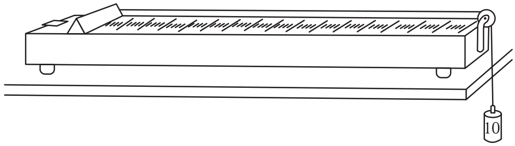


Рис. 98. Прибор для исследования колебаний струны

Оттянув струну посередине и отпустив, мы возбудим в ней колебание, изображенное на рис. 99, *а*. На концах струны получаются узлы, посередине — пучность [1]).

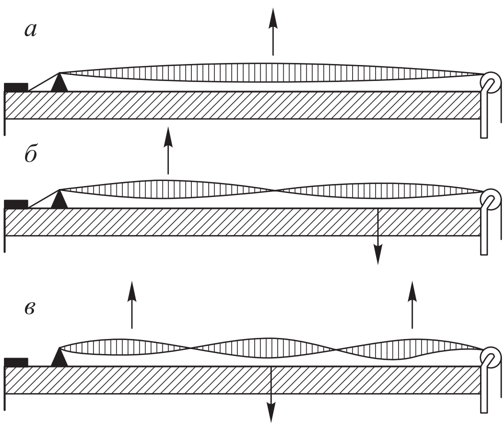


Рис. 99. Свободные колебания струны: *а*) с одной пучностью; *б*) с двумя пучностями; *в*) с тремя пучностями

С помощью этого прибора, меняя массу груза, натягивающего струну, и длину струны (перемещая добавочный зажим со стороны закрепленного конца), нетрудно экспериментально установить, чем определяется собственная частота колебания струны. Эти опыты показывают, что частота ν колебания струны прямо пропорциональна корню квадратному из силы натяжения F струны и обратно пропорциональна длине l струны, т. е.

$$\nu = k\frac{\sqrt{F}}{l}.$$

Что касается коэффициента пропорциональности k, то он зависит, как оказывается, только от плотности ρ того материала, из которого сделана струна, и от толщины струны d, а именно он

[1]) Такая форма колебания получается не мгновенно, но устанавливается очень быстро.

равен $1/d\sqrt{\pi\rho}$. Таким образом, собственная частота [1]) колебаний струны выражается формулой

$$\nu = \frac{1}{ld}\sqrt{\frac{F}{\pi\rho}}\,.$$

В струнных инструментах сила натяжения F создается, конечно, не подвешиванием грузов, а растягиванием струны при накручивании одного из ее концов на вращающийся стерженек (колок). Поворотом колка, т. е. изменением силы натяжения F, осуществляется и настройка струны на требуемую частоту.

Поступим теперь следующим образом. Оттянем одну половинку струны вверх, а другую — вниз с таким расчетом, чтобы средняя точка струны не сместилась. Отпустив одновременно обе оттянутые точки струны (отстоящие от концов струны на четверть ее длины), мы увидим, что в струне возбудится колебание, имеющее, кроме двух узлов на концах, еще узел посередине (рис. 99, *б*) и, следовательно, две пучности. При таком свободном колебании звук струны получается в два раза выше (на октаву выше, как принято говорить в акустике), чем при предыдущем колебании с одной пучностью, т. е. частота равна теперь 2ν. Струна как бы разделилась на две более короткие струны, натяжение которых прежнее.

Можно возбудить далее колебание с двумя узлами, делящими струну на три равные части, т. е. колебание с тремя пучностями (рис. 99, *в*). Для этого нужно оттянуть струну в трех точках, как показано стрелками на рис. 99, *в*. Частота этого колебания равна 3ν. Оттягивая струну в нескольких точках, трудно получить колебания с еще бо́льшим числом узлов и пучностей, но такие колебания возможны. Их удается возбудить, например, проводя по струне смычком в том месте, где должна получиться пучность, и слегка придерживая пальцами ближайшие узловые точки. Такие свободные колебания с четырьмя, пятью пучностями и т. д. имеют частоты 4ν, 5ν и т. д.

Итак, у струны имеется целый набор колебаний и соответственно целый набор собственных частот, кратных наиболее низкой частоте ν. Частота ν называется *основной*, колебание с частотой ν называется *основным тоном*, а колебания с частотами 2ν, 3ν и т. д. — *обертонами* (соответственно первым, вторым и т. д.).

---

[1]) Если затухание невелико, то оно почти не влияет на частоту свободных колебаний (§ 11). Поэтому мы говорим все время о собственной частоте, т. е. о частоте идеальных, совсем незатухающих свободных колебаний.

В струнных музыкальных инструментах колебания струн возбуждаются либо щипком или рывком пластинкой (гитара, мандолина), либо ударом молоточка (рояль), либо смычком (скрипка, виолончель). Струны совершают при этом не одно какое-нибудь из собственных колебаний, а сразу несколько. Одной из причин того, почему разные инструменты обладают различным тембром (§ 21), является как раз то, что обертоны, сопровождающие основное колебание струны, выражены у разных инструментов в неодинаковой степени. (Другие причины различия тембра связаны с устройством самого корпуса инструмента — его формой, размерами, жесткостью и т. п.)

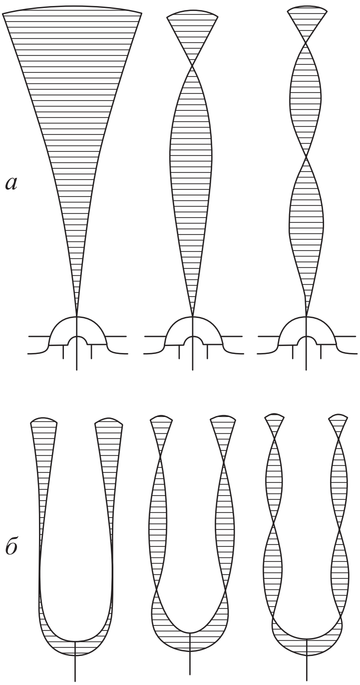


Рис. 100. Свободные колебания на частоте основного тона и двух первых обертонов: *а*) пластинки, зажатой в тиски; *б*) камертона

Наличие целой совокупности собственных колебаний и соответствующей совокупности собственных частот свойственно всем упругим телам. Однако, в отличие от случая колебания струны, частоты обертонов, вообще говоря, не обязательно в целое число раз выше основной частоты.

На рис. 100 схематически показано, как колеблются при основном колебании и двух ближайших обертонах пластинка, зажатая в тиски, и камертон. Разумеется, на закрепленных местах всегда получаются узлы, а на свободных концах — наибольшие амплитуды. Чем выше обертон, тем больше число дополнительных узлов.

Говоря ранее об одной собственной частоте упругих колебаний тела, мы имели в виду его основную частоту и попросту умалчивали о существовании более высоких собственных частот. Впрочем, когда речь шла о колебаниях груза на пружине или о крутильных колебаниях диска на проволоке, т. е. об упругих колебаниях систем, у которых почти вся масса сосредоточена в одном месте (груз, диск), а деформации и упругие силы — в другом (пружина, проволока), то для такого выделения основной частоты имелись все основания. Дело

в том, что в таких случаях частóты обертонов, начиная уже с первого, во много раз выше основной частоты, и поэтому в опытах с основным колебанием обертоны практически не проявляются.

§ 50. Стоячие волны в пластинках и других протяженных телах. Стоячие волны могут получаться в телах любой формы, а не только в таких сильно удлиненных телах, как струна или шнур. Неподвижные места стоячей волны — ее узлы — представляют собой п о в е р х н о с т и, рассекающие объем тела на участки, в середине которых наиболее сильны колебания (пучности).

Строго говоря, мы и в случае струны или шнура имеем тоже узловые поверхности — неподвижные поперечные сечения. Но так как протяженность этих сечений очень невелика по сравнению с длиной струны или шнура, то мы говорим об у з л о в ы х т о ч к а х, рассматривая сами тела как геометрические линии.

Если тело приближается по своей форме к геометрической поверхности, т. е. представляет собой пластинку (плоскую или изогнутую) или оболочку, то в нем узловые поверхности можно считать у з л о в ы м и л и н и я м и. На рис. 101 показано, как колеблется стакан, если ударить его по краю. Узловые линии нарисованы жирно, а штриховыми линиями показано (в преувеличенном виде), как изгибаются стенки стакана при этом — основном — колебании. Так же колеблется и колокол.

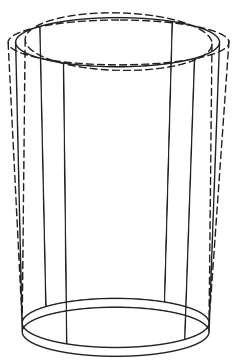


Рис. 101. Колебания стакана (основное колебание)

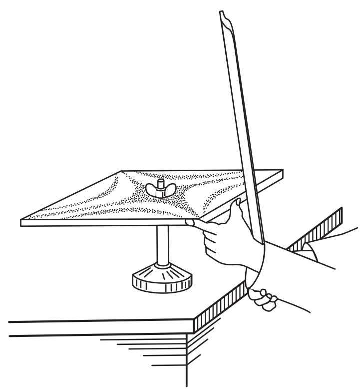


Рис. 102. Получение фигур Хладни

Наглядный и красивый способ наблюдения стоячих волн в пластинках придумал в 1787 г. немецкий физик Эрнст Хладни (1756–1827). На пластинку из стекла, металла или дерева, закрепленную в какой-либо одной точке, насыпается песок.

Стоячие волны в пластинке возбуждаются тем, что где-либо по ее краю проводят натертым канифолью смычком (рис. 102). Песок сбрасывается с пучностей и собирается на узловых линиях, образуя так называемые *фигуры Хладни*. Эти фигуры дают, таким образом, картину узловых линий, рассекающих поверхность пластинки при ее колебаниях. Вид фигур зависит от формы пластинки и положения закрепленной точки, а также от того, в каком месте проводить смычком и где придерживать при этом пластинку пальцами. На рис. 103 показано несколько примеров фигур Хладни в квадратной пластинке.

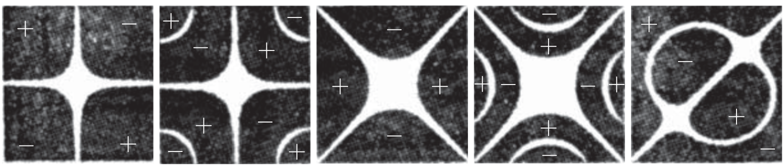


Рис. 103. Примеры фигур Хладни. Знаком плюс отмечены те пучности, где пластинка выгнута в данный момент кверху, а знаком минус — книзу. Через четверть периода пластинка сделается плоской, а еще через четверть периода плюсы прогнутся вниз, а минусы — вверх

Пример стоячих волн в объеме тела дают нам колебания воздуха внутри какой-либо твердой (не обязательно целиком замкнутой) оболочки. Возьмем прямоугольный деревянный ящик, у которого нет стенки $A'B'C'D'$ (рис. 104). Если воздух колеблется вдоль ребра AA', то при основном колебании (наинизшая частота, наибольшая длина волны) мы получаем узловую плоскость на стенке $ABCD$ и пучность в отверстии $A'B'C'D'$. На длине ящика AA' укладывается, таким образом, четверть волны (рис. 105, *а*).

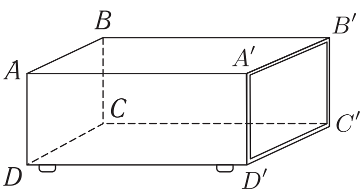


Рис. 104. Ящик без одной стенки

В первом обертоне мы имеем две узловые плоскости: одна по-прежнему на стенке $ABCD$, где, очевидно, узел должен получаться во всех случаях, а другая — на расстоянии полволны от этой стенки и четверти волны от открытого конца, в котором опять мы имеем пучность. Вдоль ребра AA' теперь укладывается $3/4$ волны (рис. 105, *б*), т. е. волна втрое короче, а частота втрое выше основной. Частота второго обертона будет в пять раз выше основной (рис. 105, *в*), и т. д.

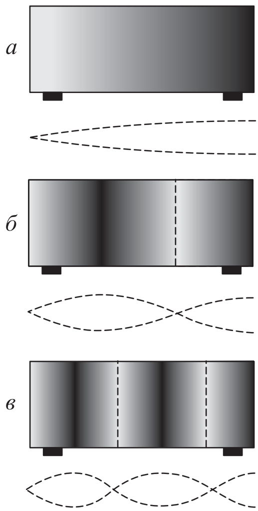


Рис. 105. Стоячие волны в ящике, изображенном на рис. 104: *а*) основное колебание; *б*) первый обертон; *в*) второй обертон

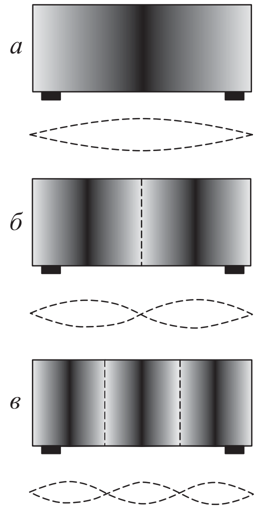


Рис. 106. Стоячие волны в закрытом ящике: *а*) основное колебание; *б*) первый обертон; *в*) второй обертон

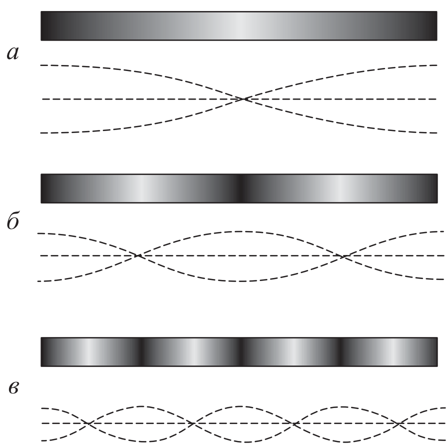


Рис. 107. Стоячие волны в трубе, открытой с обоих концов: *а*) основное колебание; *б*) первый обертон; *в*) второй обертон

Если з а к р ы т ь отверстие ящика, то при любых собственных колебаниях, направленных вдоль ребра AA', узловая плоскость должна будет получаться как на $ABCD$, так и на $A'B'C'D'$. На рис. 106 показаны основное колебание и два первых обертона в этом случае.

Такого же характера стоячие волны получаются в трубах разных сечений. На рис. 107 показаны основное колебание и два первых обертона в круглой трубе, открытой с обоих концов. В этом случае у обоих концов получаются пучности колебаний.

Колебания воздушных столбов в трубах используются в духовых музыкальных инструментах (орган, флейта и т. д.).

§ 51. Резонанс при наличии многих собственных частот. Мы знаем, что резонансные явления — нарастание амплитуды вынужденных колебаний системы — наступают тогда, когда частота силы совпадает с собственной частотой системы. Как будет обстоять дело в том случае, если у системы не одна собственная частота, а целый набор их?

Присмотримся внимательнее к вынужденным колебаниям шнура, нижний конец которого привязан к кривошипному механизму (рис. 96). Частоту колебаний этого механизма можно плавно менять с помощью ползункового реостата, включенного в цепь электродвигателя, который двигает кривошипный механизм. Меняя таким образом частоту силы, мы убеждаемся, что наиболее отчетливые узлы и наиболее раздутые пучности получаются на шнуре именно тогда, когда на нем укладывается целое число пучностей, т. е. когда частота силы совпадает с какой-либо из собственных частот шнура.

Итак, *если собственных частот не одна, а много, то резонансные явления под действием гармонической силы получаются при совпадении частоты силы с любой из собственных частот системы.* К каждой из этих собственных частот применимо все, что было сказано раньше по отношению к случаю одной-единственной собственной частоты (§ 13).

Такие же резонансные явления, конечно, можно получить, не только меняя частоту силы, но и меняя собственные частоты системы так, чтобы они по очереди совпадали с частотой силы, оставляемой неизменной. Возьмем высокий цилиндрический сосуд (высоты около 50 см) и заставим звучать над его отверстием камертон (рис. 108). Для опыта следует взять камертон с достаточно высокой частотой, чтобы длина волны в воздухе была не слишком велика, например $\nu = 1000$ Гц ($\lambda = 34$ см). Желательно также обеспечить незатухающие колебания камертона, например с помощью прерывателя (рис. 56).

Наливая в сосуд воду, мы услышим, что звук камертона при определенных уровнях воды значительно усиливается. Это как раз те уровни, при которых длина остающегося в сосуде воз-

душного столба равна нечетному числу четвертей длины волны (рис. 105). С частотой камертона последовательно совпадают второй обертон воздушного столба (когда его длина составляет $5\lambda/4$), первый обертон (при длине столба $3\lambda/4$) и основная частота (при длине столба $\lambda/4$).

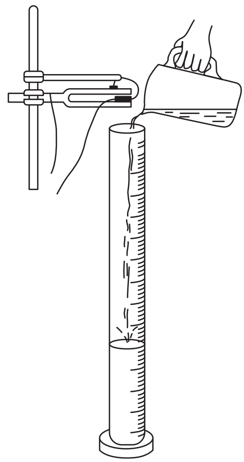


Рис. 108. Резонанс столба воздуха на звук камертона

Усиление звука при резонансе получается потому, что сильные колебания воздуха на площади отверстия сосуда создают гораздо более сильную звуковую волну в окружающем воздухе, чем колеблющиеся ножки самого камертона (причину этого мы рассмотрим в следующем параграфе).

Именно поэтому, когда хотят усилить звук камертона, его укрепляют на резонансном ящике, о котором мы уже упоминали выше (см. § 22, рис. 40). При звучании камертона его стержень колеблется вдоль собственного направления. Будучи укреплен на верхней стенке ящика, он заставляет эту стенку прогибаться вверх и вниз, вследствие чего воздух то выталкивается из ящика, то втягивается в него. Таким образом, возникают колебания воздушного столба в ящике. Длина последнего берется равной как раз четверти длины волны, создаваемой камертоном в воздухе. Следовательно, основная частота столба воздуха в ящике, открытом с одной стороны, настроена в резонанс на частоту камертона; в ящике получается сильное колебание, изображенное на рис. 105, *а*, и из его отверстия излучается гораздо более сильный звук, чем дает сам камертон.

Действие резонаторов Гельмгольца, о которых мы упоминали в § 24, тоже основано на резонансе колебаний воздуха, который заключен в полости резонатора. Из всех частот, имеющихся в звуковой волне, падающей на широкое отверстие резонатора (рис. 43), последний сильнее всего откликается на частоты, равные собственным частотам колебаний воздуха в нем. Особенно сильно такая открытая полость резонирует на частоту, равную основной частоте колебаний воздуха в ней; частоты обертонов лежат значительно выше основной.

§ 52. Условия хорошего излучения звука. В предыдущем параграфе мы отметили, что резонансный ящик существенно усиливает интенсивность звука камертона. Происходит ли это только благодаря тому, что воздушный столб в ящике резонирует

на частоту камертона, или же здесь играют роль еще какие-нибудь условия? Выяснением этого вопроса мы теперь и займемся.

Рассмотрим, что́ происходит около одной из ножек звучащего камертона. При движении ножки в какую-либо сторону перед ней образуется сжатие воздуха и, следовательно, повышение давления, а позади нее — разрежение воздуха и понижение давления. Благодаря этому перепаду давления происходит выравнивание давления (и плотности) воздуха по обе стороны ножки (рис. 109). Процесс выравнивания давления распространяется с той же скоростью, что и звуковая волна, т. е. за полпериода он охватывает пространство размером в полволны. Размеры же камертонной ножки гораздо меньше полуволны. Поэтому образуемые ею сжатия и разрежения воздуха очень сильно ослабляются из-за выравнивания давлений по обе ее стороны, а значит, сильно ослаблена и излучаемая волна. Мы приходим к выводу, что *для хорошего излучения размеры тела должны быть не малы по сравнению с длиной волны в окружающей среде*. Именно этим преимуществом обладает резонансный ящик, так как его длина равна четверти волны и выравнивание давления вокруг него гораздо меньше, чем вокруг камертонной ножки.

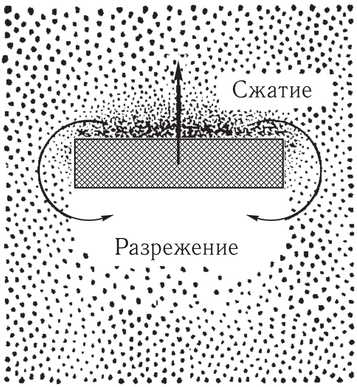


Рис. 109. Вид на ножку камертона сверху. Жирной стрелкой показано направление ее движения, а тонкими стрелками — распространение волны сжатия вокруг ножки

Легко сделать и еще одно заключение: колеблющееся тело лучше излучает высокие частоты (для которых длина волны невелика по сравнению с размерами тела), чем низкие, так как для длинных волн выравнивание давления сказывается сильнее. Например, мембрана динамического громкоговорителя диаметра около 15 см хорошо излучает частоты, превышающие 2000 Гц, и плохо излучает низкие частоты. Это портит тембр звука, и чтобы его улучшить, нужно затруднить выравнивание давления по обе стороны мембраны для длинных волн. С этой целью громкоговоритель закрепляют в отверстии, проделанном в большой доске (рис. 110), которая удлиняет расстояние между передней и задней поверхностями мембраны. При таком устройстве излучение звуков с низкими частотами значительно усиливается.

Камертон плохо излучает не только потому, что невелико излучение каждой ножки, но и потому, что обе ножки, расстояние

между которыми гораздо меньше длины волны, колеблются навстречу друг другу, т. е. в противофазе. Поэтому во всякой точке окружающего воздуха волна, создаваемая одной ножкой камертона, ослабляется вследствие интерференции с противофазной волной от другой ножки.

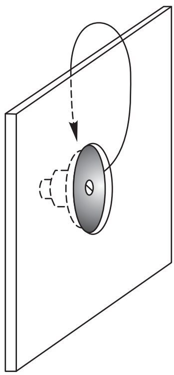


Рис. 110. Громкоговоритель, вмонтированный в большую доску

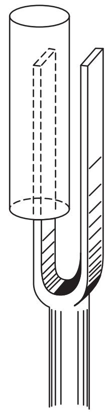


Рис. 111. Камертон звучит сильнее, когда одна ножка закрыта

Очевидно, уничтожив или, по крайней мере, ослабив излучение одной из ножек камертона, мы должны получить выигрыш в интенсивности звука. И действительно, нетрудно убедиться, что при закрывании одной ножки картонной трубочкой (рис. 111) звук усиливается.

Как влияют на излучение данного колеблющегося тела свойства окружающей среды?

При заданной частоте и амплитуде колебаний кинетическая энергия частиц среды будет тем больше, чем больше их масса, т. е. чем больше плотность среды. При тех же условиях потенциальная (упругая) энергия будет тем больше, чем среда «жестче», т. е. чем меньше ее сжимаемость. Следовательно, при *заданной частоте и амплитуде колебаний источника он создает тем более интенсивную волну, чем больше плотность и упругость среды*. Например, в воде колеблющаяся пластинка пошлет волну, в несколько тысяч раз более интенсивную, чем при таких же колебаниях в воздухе.

§ 53. Бинауральный эффект. Звукопеленгация. Мы вновь вернемся теперь к бегущим волнам, распространяющимся в воздухе, и познакомимся в этом параграфе с некоторыми явлениями, зависящими от расположения источника этих волн.

Если источник звука находится прямо перед наблюдателем или позади него, то каждое уплотнение или разрежение воздуха в звуковой волне достигает обоих ушей одновременно (рис. 112, *а*). Следовательно, колебания давления воздуха в обоих ушах происходят в этом случае в одинаковой фазе. Если же источник смещен вправо (или влево), то волны достигают сначала правого (левого) уха (рис. 112, *б*), и колебания давления воздуха в обоих ушах сдвигаются по фазе.

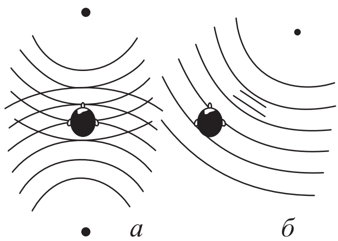


Рис. 112. Разность фаз колебаний в ушах зависит от направления прихода волны

Интенсивность звука при этом практически одинакова в обоих ушах, так как разница их расстояний до источника слишком незначительна, а размеры головы не настолько велики, чтобы она создавала заметную «звуковую тень». Другими словами, звуковые волны, если не говорить об очень высоких частотах, хорошо огибают голову (дифракция). Таким образом, различие колебаний в обоих ушах сводится в основном к разности фаз между ними.

Оказывается, что именно благодаря сдвигу фаз колебаний в обоих ушах мы получаем ощущение направления на источник звука. Явление это называется *бинауральным эффектом*.

Если на уши наблюдателя надеть телефонные наушники, дать в оба телефона один и тот же тон звуковой частоты, но искусственно менять сдвиг фаз между колебаниями правого и левого телефонов (это легко сделать электрическими способами), то наблюдателю будет казаться, что меняется направление на источник звука. При непрерывном изменении сдвига фаз в одну сторону наблюдателю будет казаться, что источник звука движется вокруг него.

Бинауральный эффект играет большую роль не только в повседневной жизни (мы поворачиваем голову «на звук», ориентируемся по слуху и т. п.), но и используется специально для так называемой *звукопеленгации* — определения направления на источник звука (самолет, артиллерийскую батарею и т. д.). Еще во время Великой Отечественной войны специально тренированные «слухачи» улавливали с помощью больших рупоров — звукоулавливателей — интересовавшие их звуки (рис. 113) и определяли направление на источник этих звуков.

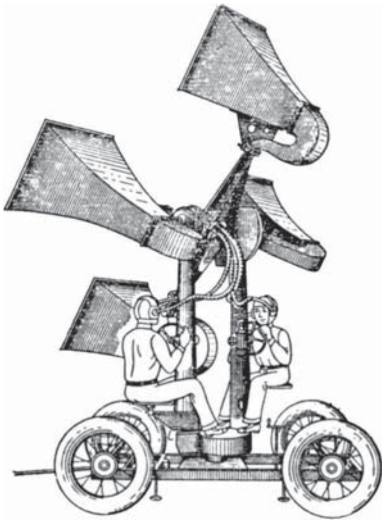


Рис. 113. Звукоулавливающая установка

Рупоры служат не только для усиления звука. Направление на источник определяется благодаря разности фаз колебаний в обоих ушах. При наличии же рупоров эта разность фаз будет равна разности фаз на отверстиях рупоров. Так как расстояние между этими отверстиями гораздо больше, чем между ушами, то всякое отклонение рупоров от направления на источник даст соответственно бо́льшую разность фаз, чем поворот головы на такой же угол. Таким образом, благодаря рупорам и пеленгация получается более точной.

Глава VI. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

§ 54. Электромагнитные волны. В §§ 33, 34 мы уже упоминали об электромагнитных волнах и об огромной скорости их распространения, равной 300 000 км/с в вакууме. Напомним и подчеркнем еще раз, что электромагнитные волны возникают вследствие связи между изменениями электрического и магнитного полей. Всякое изменение напряженности электрического поля в какой-нибудь точке пространства вызывает в смежных точках появление переменного магнитного поля, изменение которого в свою очередь порождает меняющееся электрическое поле. Именно поэтому происходит передача колебаний электрического и магнитного полей из одной точки пространства в соседние, т. е. происходит распространение электромагнитной волны.

Мы знаем, что электрическое поле создается электрически заряженными телами, а магнитное поле окружает проводники, по которым течет электрический ток (т. е. происходит перемещение электрических зарядов). Если электрические заряды неподвижны, то и создаваемое ими электрическое поле остается все время одним и тем же, не меняется. Если заряды движутся (например, в металлической проволоке) равномерно, то мы имеем постоянный ток, создающий постоянное же, не изменяющееся магнитное поле. Таким образом, в обоих случаях электрическое и магнитное поля неизменны, а значит, и электромагнитная волна возникнуть не может.

Но при неравномерном движении электрических зарядов, в частности при всяком их колебании, а значит, и при всяком переменном токе электрическое и магнитное поля будут меняться с течением времени; эти изменения передаются от точки к точке и, следовательно, распространяются во все стороны, образуя электромагнитную волну.

Казалось бы, что получить электромагнитную волну весьма просто. Можно, например, заставить заряженное тело совершать колебательное движение или пропустить городской переменный ток через проволочную катушку. Так как в первом случае будет меняться электрическое поле, а во втором — магнитное, то, со-

гласно сказанному, должна будет возникнуть электромагнитная волна. Однако практически при такой постановке опыта мы не получим доступных наблюдению волновых явлений.

В чем же причина этого неуспеха?

Для того чтобы ответить на этот вопрос, необходимо более внимательно рассмотреть, как возникают электромагнитные волны, и выяснить, при каких условиях они хорошо излучаются.

§ 55. Условия хорошего излучения электромагнитных волн. Как уже было сказано, в электромагнитной волне проявляется взаимная связь электрического и магнитного полей: изменение одного из них вызывает появление другого.

Возникновение электрического поля в результате изменения магнитного есть не что иное, как явление электромагнитной индукции, открытое на опыте М. Фарадеем в 1831 г. (см. том II, гл. XV). Обратное же явление — возникновение магнитного поля при всяком изменении электрического — было теоретически предсказано английским физиком Джеймсом Клерком Максвеллом (1831–1879). Исходя из предположения о существовании такого явления, Максвелл и пришел к выводу о необходимости возникновения электромагнитных волн при всяком изменении электромагнитного поля.

Теоретическое предположение Максвелла требовало проверки на опыте. Если опыт докажет существование таких электромагнитных волн, то этим будет подкреплен весь ход теоретических рассуждений Максвелла, включая и его предположение о возникновении магнитного поля при изменении поля электрического. Для успеха опытной проверки теории очень важно, чтобы наблюдаемые явления были достаточно интенсивными.

Согласно теории Максвелла индукция магнитного поля, возникающего при изменении электрического поля, тем больше, чем быстрее происходят изменения электрического поля. Положение здесь такое же, как и в явлении электромагнитной индукции, где напряженность электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля, тем больше, чем быстрее меняется магнитное поле (см. том II, § 141).

Таким образом, необходимым условием образования интенсивных электромагнитных волн является достаточно высокая частота электрических колебаний. Для успеха опытов низкая частота городского тока (50 Гц) совершенно недостаточна. Необходимы гораздо более высокие частоты электрических колебаний.

Такие частоты, доходящие до десятков мегагерц и более, осуществляются, как мы знаем, при колебаниях в электрических контурах (§ 27). Однако и в опытах с такими контурами обнаружить электромагнитные волны было бы очень нелегко.

Дело в том, что высокая частота электрических колебаний в какой-либо цепи, будучи необходимым условием для получения сильных электромагнитных полей, еще не является достаточным условием для хорошего излучения электромагнитных волн этой цепью.

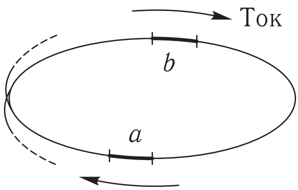


Рис. 114. Виток катушки индуктивности излучает плохо, так направленными токами близки друг к другу

Причина заключается в том, что колебательный контур представляет собой почти замкнутую цепь, размеры которой малы по сравнению с длиной волны, соответствующей частоте колебаний контура. В такой цепи для каждого ее участка с одним направлением тока или знаком заряда можно подыскать другой близкий [1] участок, в котором в тот же момент времени направление тока или знак заряда противоположны. Возьмем, например, один из витков катушки индуктивности (рис. 114). В любых диаметрально противоположных участках a и b витка во всякий момент времени токи направлены противоположно друг другу. Следовательно, на больших расстояниях от витка участки a и b действуют как два близких противофазных излучателя. Волны, излученные этими двумя участками, всюду ослабляют друг друга подобно излучению двух ножек камертона (§ 52). Так как весь виток состоит из таких пар противофазных излучателей, то и виток в целом излучает плохо, а значит, плохо излучает и вся катушка.

Аналогично обстоит дело и с конденсатором контура: в любой момент времени заряды обкладок равны по модулю и противоположны по знаку, причем эти разноименные заряды удалены друг от друга гораздо меньше, чем на полволны.

Из сказанного ясно, какой должна быть электрическая цепь, чтобы она могла хорошо излучать: необходимо перейти к незамкнутой (открытой) цепи, в которой либо нет участков

[1] То есть удаленный гораздо меньше, чем на полволны.

с противофазными колебаниями, либо же расстояние между ними не мало по сравнению с λ.

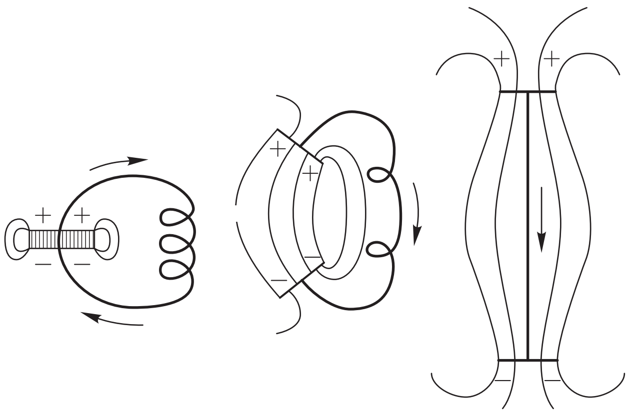


Рис. 115. Переход от колебательного контура к открытому вибратору

Рис. 115 иллюстрирует переход от почти замкнутого контура (разрывом является тонкий слой изоляции между обкладками) к незамкнутой системе, называемой *электрическим вибратором* и представляющей собой простейший излучатель электромагнитных волн.

§ 56. Вибратор и антенны. В открытой цепи — вибраторе — заряды располагаются не только на обкладках, а и на всем проводе вибратора. Наличие на концах вибратора каких-либо обкладок — пластин, шаров и т. п. — вообще не обязательно. Вибратор может представлять собой просто прямолинейный провод. Зарядив вибратор так, чтобы заряды распределялись по его длине неравномерно, мы создадим между отдельными участками вибратора электрическое поле, под действием которого начнется движение зарядов и возникнут электрические колебания. Каким образом можно осуществить такую неравномерную зарядку вибратора, мы рассмотрим ниже (§ 57).

При электрических колебаниях заряды скапливаются с наибольшей плотностью на концах вибратора, а в средней его точке плотность зарядов всегда равна нулю (рис. 116). При таком неравномерном распределении зарядов вибратор нельзя охарактеризовать какой-либо емкостью C, сосредоточенной на участке, небольшом по сравнению с длиной волны, создаваемой вибратором, как это можно было сделать для конденсатора в колебательном контуре.

Ток тоже не одинаков в различных сечениях вибратора. Когда заряды перетекают из одной половины вибратора в другую, они, конечно, останавливаются у концов вибратора, так что на этих концах ток всегда равен нулю. В средней части вибратора ток наибольший (рис. 117). Такую цепь, в которой ток различен в разных сечениях провода, нельзя охарактеризовать и какой-либо индуктивностью L, сосредоточенной на небольшом участке, как это делается для катушки индуктивности в контуре, рассмотренном в §§ 27 и 28. Таким образом, формула Томсона, определяющая собственную частоту колебаний в контуре, к вибратору неприменима. Как же найти собственную частоту электрических колебаний в вибраторе? В этом нам поможет уже рассмотренная нами задача о колебании струны.

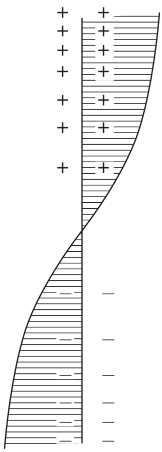


Рис. 116. Плотность зарядов на вибраторе показана густотой значков + и −, а кроме того, длиной отрезков, отложенных перпендикулярно к вибратору (плюс вправо, минус влево)

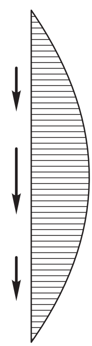


Рис. 117. Ток в вибраторе достигает наибольшего значения в середине и равен нулю на концах

Мы видели, что с точки зрения учения о колебаниях качания маятника и электрические колебания в контуре представляют собой родственные явления (§ 28). Различно то, что́ колеблется (в одном случае маятник, в другом — заряды в контуре), но закономерности колебаний, т. е. то, как происходят колебания,

в обоих случаях одинаковы. Подобно этому и электрические колебания в прямолинейном вибраторе аналогичны колебаниям струны или столба воздуха в трубе.

Для струны мы тоже не могли воспользоваться формулами, выведенными для колебаний пружинного маятника. Массу струны нельзя считать сосредоточенной в одном малом участке (подобно массе груза у маятника), а упругость струны — сосредоточенной в другом участке (подобно пружине у маятника). В случае струны и масса, и упругость распределены по всей ее длине. Совершенно так же и в вибраторе емкость и индуктивность распределены по всей его длине, в отличие от томсоновского контура, у которого емкость сосредоточена в конденсаторе, а индуктивность — в катушке.

В соответствии с этим и закономерности электрических колебаний в вибраторе оказываются такими же, как закономерности механических колебаний струны. Нетрудно заметить, что распределение тока в вибраторе (рис. 117) в точности повторяет распределение амплитуды колебаний у закрепленной с обоих концов струны (рис. 99, *а*). Распределение же заряда на вибраторе (рис. 116) такое же, как распределение амплитуды колебаний в столбе воздуха в случае трубы, открытой с обоих концов (рис. 107, *а*). Мы можем заключить отсюда, что колебания в вибраторе суть не что иное, как стоячая волна тока и заряда. При этом в центре вибратора находится узел колебаний заряда и пучность тока, а на концах вибратора, наоборот, — узлы тока и пучности заряда. Таким образом, на вибраторе укладывается половина длины волны, т. е. длина вибратора

$$l = \lambda/2.$$

Но длина электромагнитной волны связана с частотой колебаний формулой $\lambda = c/\nu$, где c — скорость распространения электромагнитных волн. Подставляя это выражение λ в предыдущую формулу, мы получаем следующее простое выражение для собственной частоты вибратора:

$$\nu = c/2l.$$

Это — основная (наиболее низкая) собственная частота. Так же, как и у струны, в вибраторе могут происходить колебания на обертонах, когда на его длине укладывается две, три, четыре и т. д. полуволны. Частота этих обертонов соответственно в два, три, четыре и т. д. раза выше ν.

Рис. 118 поясняет, как протекают колебания тока и заряда во времени. На рис. 118, *а* вибратор показан в момент времени,

когда разноименные заряды на обеих его половинах наибольшие. В этот момент электрическое поле вблизи вибратора наибольшее, а магнитного поля нет, так как нет тока. С этого момента начинается перетекание зарядов от + к −, т. е. возникает ток, который р а з р я ж а е т вибратор (рис. 118, *б*). Ток все усиливается (вместе с ним нарастает магнитное поле) и через четверть периода достигает максимума. К этому моменту вибратор полностью разряжен и электрического поля вблизи вибратора нет (рис. 118, *в*). Продолжая течь в том же направлении (на рисунке — сверху вниз), ток п е р е з а р я ж а е т вибратор: положительный заряд накапливается внизу, отрицательный — наверху (рис. 118, *г*).

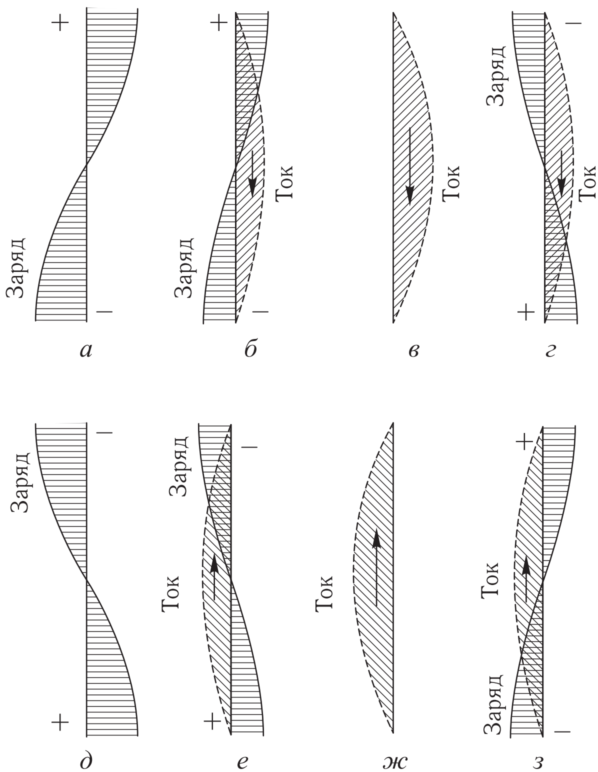


Рис. 118. Колебания заряда и тока в вибраторе

Ток постепенно ослабевает и к концу второй четверти периода снова доходит до нуля. Тока (и магнитного поля) в этот момент опять нет, а заряды (и электрическое поле) достигают наибольшего значения, но с измененным знаком, — вибратор п е р е з а-

рядился (рис. 118, *д*). В следующие полпериода описанный процесс повторяется, но с противоположным направлением тока (рис. 118, *е*–*з*). В результате к концу периода восстанавливается исходное состояние, показанное на рис. 118, *а*.

Таким образом, колебания заряда и тока в вибраторе происходят так же, как колебания заряда и тока в электрическом контуре (§ 27). Различие состоит лишь в том, что в случае контура электрическое поле (а следовательно, электрическую энергию) можно было считать сосредоточенным в конденсаторе, а магнитное поле (и магнитную энергию) — в катушке, тогда как в случае вибратора электрическое и магнитное поля распределены вокруг всего вибратора. Так же обстоит дело при переходе от колебаний пружинного маятника к струне: в маятнике потенциальная энергия сосредоточена в деформированной пружине, а кинетическая — в движущемся грузе. В струне же как та, так и другая энергии распределены по всей струне.

Мы видим, что в любой момент времени ток в вибраторе хотя и различен по силе в разных точках, но во всех точках течет в одну сторону. Здесь нет участков с противофазными колебаниями тока. Далее, колебания зарядов на обеих половинках вибратора противофазны (так как заряды разноименны), но зато концы вибратора, на которых находятся пучности зарядов, уже не близки друг к другу, а разведены на расстояние в полволны. Именно по этим причинам вибратор (и вообще открытые цепи — антенны) излучает электромагнитные волны гораздо лучше, чем колебательный контур.

Отсюда ясно, почему любой современный радиопередатчик обязательно содержит, кроме генератора незатухающих электрических колебаний, еще и ту или иную незамкнутую проволочную цепь — антенну. Антенна и является самим излучателем волн, играя такую же роль, как резонансный ящик для камертона или дека музыкального инструмента для струны. В зависимости от назначения передатчика различны схемы генераторов, их мощности, длина волны, устройство антенны и т. п., но существо дела не меняется: во всяком передатчике имеется генератор незатухающих колебаний, связанный с открытой излучающей цепью — антенной (§§ 60, 61).

Излучаемая антенной энергия пропорциональна мощности электрических колебаний в ней, т. е. квадрату амплитуды этих колебаний. Естественно поэтому увеличивать амплитуду колебаний в антенне, воспользовавшись для этого настройкой антенны в резонанс на частоту генератора. В случае простого вибратора для этого достаточно сделать его длину равной половине длины волны, соответствующей частоте

генератора. Но этот способ пригоден, очевидно, лишь до тех пор, пока речь идет о не слишком длинных волнах. Для волн в десятки метров и более приходится идти на то, что антенна короче полуволны, а настройку антенны в резонанс осуществлять включением в антенну дополнительной катушки индуктивности. Одновременно эта катушка может быть использована для связи антенны с генератором (рис. 119). Заземление нижнего конца антенны также равносильно ее удлинению (примерно вдвое). Поэтому заземление антенн широко применяется для волн более длинных, чем метровые.

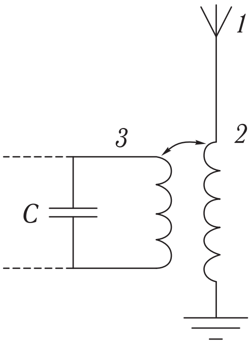


Рис. 119. Схема радиопередатчика: антенна *1* индуктивно связана через «удлинительную» катушку *2* с колебательным контуром *3* генератора. Нижний конец антенны заземлен

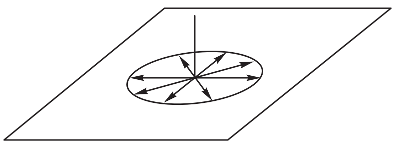


Рис. 120. Излучение простой вертикальной антенны во все стороны одинаково

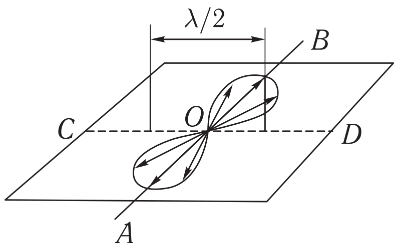


Рис. 121. Двойная синфазная антенна сильно излучает по направлениям OA и OB и не излучает по направлениям OC и OD

Придавая антеннам различную форму, можно получать от них направленное излучение. Так, например, простая вертикальная антенна излучает по всем горизонтальным направлениям одинаково (рис. 120). Антенна же, состоящая из двух вертикальных проводов, колебания в которых совершаются в одинаковой фазе, а расстояние между которыми равно полуволне, вследствие интерференции сильно излучает в направлениях, перпендикулярных к плоскости проводов (рис. 121), и практически не излучает в их плоскости.

§ 57. Опыты Герца по получению и исследованию электромагнитных волн. Опыты Лебедева. Теория Максвелла не только предсказала существование электромагнитных волн, но и указала условия, необходимые для успеха опытов: достаточно высокая частота электрических колебаний

и открытая форма цепи. Герц, предпринимая в 1888 г. свои известные опыты, постарался выполнить эти условия: он заменил колебательный контур прямолинейным вибратором.

Для возбуждения электрических колебаний в то время был известен только один способ — искровой разряд. На рис. 122 изображена схема соответствующего устройства (вибратор Герца). Вибратор *1* имеет посередине разрыв *2* — искровой промежуток, к концам которого подводится напряжение от повышающего трансформатора. Указанная схема вполне аналогична схеме на рис. 51, рассмотренной в § 28, только вместо замкнутого контура с конденсатором и катушкой здесь применена открытая цепь, обеспечивающая хорошее излучение. Возбуждение же колебаний в этой цепи происходит совершенно так же, как описано в § 28, так что в вибраторе возникают регулярно повторяющиеся вспышки высокочастотных затухающих колебаний (рис. 52). Период этих колебаний и, следовательно, длина излучаемых электромагнитных волн задаются размерами вибратора (§ 56).

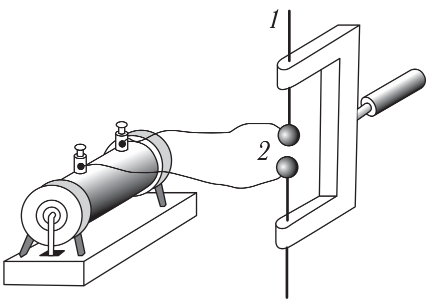


Рис. 122. Схема вибратора Герца

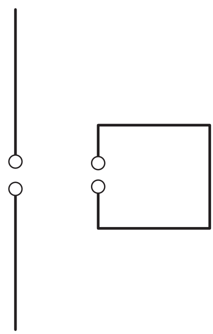


Рис. 123. Приемные вибратор и виток для опытов Герца

Для обнаружения волн Герц использовал второй вибратор с гораздо меньшей длиной искрового промежутка (доли миллиметра вместо 7,5 мм в излучающем вибраторе). Кроме такого приемного вибратора, применялся и приемный виток, согнутый из проволоки в виде прямоугольника и тоже прерванный очень малым искровым промежутком (рис. 123). Под действием электромагнитной волны в этих приемниках возникают вынужденные колебания. Если приемники (вибратор или виток) настроены в резонанс на частоту излучателя, то при опреде-

ленных условиях, которые мы рассмотрим дальше (§ 59), в их искровых промежутках проскакивают очень маленькие и слабые искорки. Наблюдая появление или отсутствие таких искорок при различных условиях излучения и распространения волн, а также при различных расположениях приемников, можно было судить о свойствах наблюдаемых волн. О трудности этих опытов говорит, например, то, что искорки в приемниках большей частью можно было видеть только в темноте и неутомленным глазом.

В своих опытах Герц осуществил получение электромагнитных волн и сумел воспроизвести с этими волнами все явления, типичные для любых волн: образование «тени» позади хорошо отражающих (металлических) предметов, отражение от металлических листов, преломление в большой призме, сделанной из асфальта, образование стоячей волны в результате интерференции волны, падающей отвесно на металлический лист, со встречной волной, отраженной этим листом. Было исследовано также направление векторов **E** и **B** электрического и магнитного полей в электромагнитных волнах; оказалось, что электромагнитные волны имеют такие же свойства, какие были известны у световых волн (поляризация, § 59).

Таким образом, опыты Герца подвели прочную основу под теорию Максвелла: электромагнитные волны, предсказанные максвелловской теорией (§ 55), оказались реализованными на опыте.

Выдающегося успеха в исследовании электромагнитных волн достиг русский физик Петр Николаевич Лебедев (1866–1912). В 1895 г. он получил с помощью вибраторов миллиметровых размеров волны длиной 6 мм, которые, как сам он писал, «...были ближе к более длинным волнам теплового спектра [1]), чем к электрическим волнам, которыми вначале пользовался Герц...». С такими волнами Лебедев получил все «оптические» явления — интерференцию, поляризацию, отражение, преломление и даже двойное преломление в призме, вырезанной из кристаллической серы. Вся аппаратура, собственноручно сделанная Лебедевым для этих опытов, в особенности приемный вибратор, состоящий из двух кусочков проволоки длиной 3 мм с микроскопическим термоэлементом, впаянным между ними, представляет собой замечательный образец экспериментального искусства. Некоторые оригинальные приборы Лебедева изображены на рис. 124.

[1]) То есть к инфракрасным.

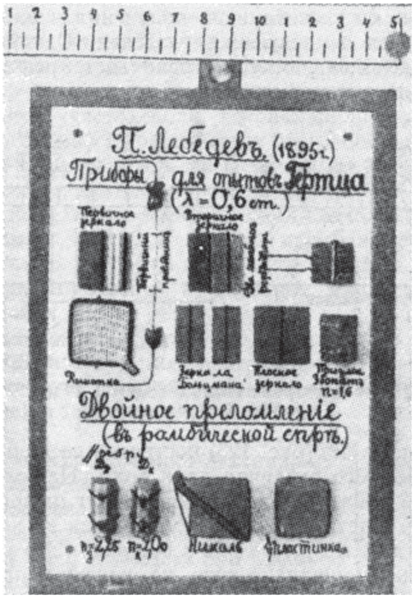


Рис. 124. Приборы Лебедева для опытов с электромагнитными волнами длиной 6 мм

§ 58. Электромагнитная теория света. Шкала электромагнитных волн. Теория электромагнитных волн позволила объяснить с единой точки зрения множество разнообразных электромагнитных явлений. Но из этой теории вытекал еще один вывод огромной важности.

Пользуясь данными, полученными из измерения чисто электрических величин (сил взаимодействия между токами и между зарядами), Максвелл смог вычислить скорость, с которой должны распространяться электромагнитные волны. Результат оказался поразительным: скорость получилась равной 300 000 км/с, т. е. *совпала с измеренной оптическими способами скоростью света*. Максвелл выдвинул тогда смелое предложение, что свет по природе своей есть электромагнитное явление, что световые волны — это лишь разновидность электромагнитных волн, а именно, волны с очень высокими частотами, порядка 10^{15} герц.

Опыты Герца, доказавшие существование электромагнитных волн и позволившие подтвердить заключение Максвелла о том, что эти волны распространяются с такой же скоростью, как и свет, послужили сильным доводом в пользу электромагнитной теории света. Множество других явлений, как из числа известных ранее, так и открытых впоследствии, показало настолько

тесную связь между оптическими и электромагнитными явлениями, что электромагнитная природа света превратилась из предположения в твердо установленный факт.

Исследования, производившиеся в самых разнообразных областях физики, позволили установить, что диапазон частот или длин электромагнитных волн [1] чрезвычайно широк. В этой главе мы ограничиваемся только электромагнитными волнами в *узком понимании этого термина*, т. е. такими, длина которых превышает сотые доли миллиметра и которые в большинстве своем используются в радиотехнике и поэтому называются *радиоволнами*. С другими, более короткими электромагнитными волнами, с их особыми свойствами, со способами их получения и наблюдения мы познакомимся в следующих разделах. Однако уже здесь мы приведем диаграмму, которая дает представление обо всей шкале электромагнитных волн.

Эта диаграмма (рис. 125) построена несколько необычно ввиду огромного различия длин волн. На горизонтальной прямой

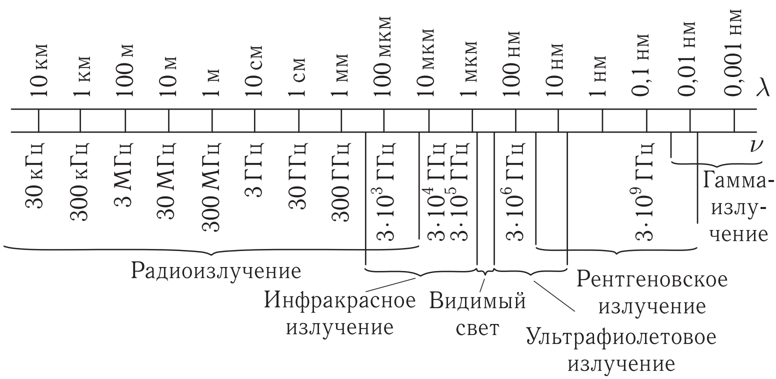


Рис. 125. Шкала электромагнитных волн: 1 ГГц $= 10^3$ МГц $= 10^9$ Гц, 1 нм $= 10^{-3}$ мкм $= 10^{-9}$ м

на р а в н ы х расстояниях друг от друга нанесены метки, соответствующие длинам, каждая из которых отличается в д е с я т ь р а з от соседней. Это и есть шкала длин волн λ, начинающаяся на нашей диаграмме слева с $\lambda = 10$ км и заканчивающаяся значением $\lambda = 0{,}001$ нм. Разумеется, 10 км слева и 0,001 нм справа — это границы рисунка, а не самой шкалы электромагнитных волн, которую можно представить себе продолженной в обе стороны.

[1] Напомним, что частота ν и длина волны λ связаны соотношением $\lambda = c/\nu$, где $c = 300\,000$ км/с.

Под шкалой длин волн λ нанесена шкала соответствующих им частот колебаний ν. Продолжая шкалу влево, мы переходим ко все более длинным волнам, т. е. ко все более низким частотам, пока не дойдем, наконец, до частоты $\nu = 0$, т. е. до постоянного, не меняющегося со временем тока. Можно сказать, что такому току соответствует бесконечно большая длина волны, но это, конечно, чисто формальное утверждение. С уменьшением частоты условия излучения делаются все хуже (§ 55), и постоянный ток, который должен был бы излучать «бесконечно длинную» волну, просто ничего не излучает. Нашу диаграмму можно продолжать и вправо, переходя ко все более высоким частотам и соответственно все более коротким волнам.

На диаграмме указаны участки λ (или ν), занимаемые различными видами электромагнитных волн. Как сказано, в этой главе мы ограничиваемся только левым участком, который начинается с «бесконечно длинных» волн и кончается в области сотен микрометров, т. е. тянется от «нулевой частоты» до частот в десятки тысяч гигагерц. Мы видим, что этот участок волн, которые получают электрическими способами, перекрывается на своем коротковолновом конце с инфракрасными (тепловыми) волнами. Это значит, что волну, длина которой, например, 0,05 мм, можно получить и посредством электрических колебаний, и тепловым способом, т. е. при излучении нагретого тела.

Еще не так давно на шкале электромагнитных волн не было таких перекрываний, а, наоборот, имелись пробелы. В частности, был пробел между электромагнитным диапазоном (в узком смысле) и инфракрасными волнами. Электромагнитные волны были получены длиной до 6 мм (Лебедев), а тепловые — до 0,343 мм (Рубенс).

В 1922 г. советский физик Александра Андреевна Глаголева-Аркадьева (1884–1945) ликвидировала этот пробел, получив электромагнитные волны длиной от 1 см до 0,35 мм с помощью придуманного ею прибора, названного *массовым излучателем*.

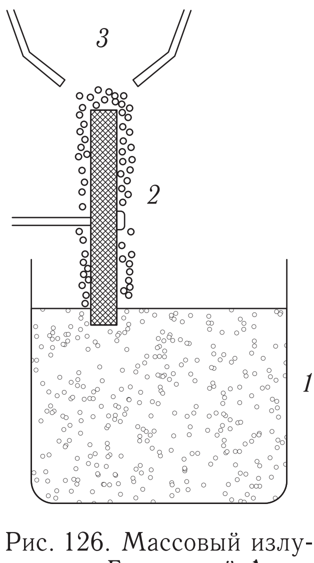


Рис. 126. Массовый излучатель Глаголевой-Аркадьевой

Схема этого прибора показана на рис. 126. В сосуде *1* находятся мелкие металлические опилки, взвешенные в транс-

форматорном масле. Не показанная на рисунке мешалка все время поддерживает опилки во взвешенном состоянии, не давая им осесть на дно. Вращающееся колесико *2* захватывает смесь и окружается ею наподобие шины. С помощью проводов *3*, присоединенных к индуктору, через смесь пропускается искровой разряд. Металлические опилки образуют при своем движении множество случайных пар, которые играют роль маленьких вибраторов и при разряде излучают короткие волны. Так как размеры случайно образующихся вибраторов различны и колебания в них не гармонические, а затухающие, в излучении присутствуют одновременно все длины волн указанного выше диапазона. Можно сказать, что массовый излучатель испускает «электромагнитный шум», а не «аккорд» или «ноту».

В массовом излучателе преодолены две основные трудности, неизбежно возникающие при попытке использовать один-единственный вибратор столь малых размеров. Во-первых, такой единственный вибратор дает ничтожно слабое излучение. В массовом же излучателе одновременно работает много вибраторов. Во-вторых, в одном вибраторе опилки быстро сгорают от искры. В приборе Глаголевой-Аркадьевой этого не происходит, так как в области разряда опилки непрерывно сменяются.

§ 59. Опыты с электромагнитными волнами. Чтобы воспроизвести некоторые из опытов Герца и получить тем самым более подробное представление об электромагнитной волне, в настоящее время нет надобности обращаться к старинной «искровой» технике возбуждения волн. Мы уже знаем, как с помощью автоколебательных систем — генераторов с электронными лампами — была решена задача получения незатухающих электрических колебаний (§§ 30, 31). Существенно, что в случае незатухающего гармонического колебания излучаемая передатчиком энергия сконцентрирована на одной частоте, а не распределена по всему спектру, как это имеет место при излучении сильно затухающих колебаний. Благодаря этому приемник, настроенный в резонанс на эту частоту, поставлен в значительно более выгодные условия.

Для опытов целесообразно воспользоваться достаточно короткими электромагнитными волнами, чтобы размеры приборов — резонансных вибраторов, экранов, призм и т. п. — были не слишком велики. Наиболее удобны волны, имеющие длину несколько сантиметров. В настоящее время во многих школах имеется передающая и приемная аппаратура, работающая на трехсантиметровых волнах.

Современная радиотехника использует и миллиметровые и еще более короткие (субмиллиметровые) волны, но для описываемых ниже опытов столь малые длины волн неудобны.

Эти опыты можно осуществить и с волнами метрового диапазона (например, 6 м, когда длина резонансного вибратора составляет 3 м). Однако сантиметровый и дециметровый диапазоны наиболее удобны: с приборами на длину волны 6 м опыты следует делать на открытом воздухе, на ровном открытом месте, так как в противном случае результаты искажаются из-за отражения радиоволн от окружающих предметов (прежде всего металлических: железные балки в здании, электропроводка, телеграфные провода и т. п.).

Перечислим некоторые из возможных опытов, предполагая, что генератор снабжен излучающим вибратором, а приемник — приемным вибратором.

Отражение, преломление, стоячие волны. В этих опытах излучающий и приемный вибраторы надо располагать параллельно друг другу, например оба вертикально.

При включении генератора гальванометр в приемнике показывает отклонение. Если между излучателем и приемником поставить теперь металлический экран (например, железный лист), размеры которого велики по сравнению с длиной волны (§ 41), то можно наблюдать образование тени: когда приемный вибратор заслонен листом, ток в гальванометре резко падает. При устранении экрана или при вынесении прием-

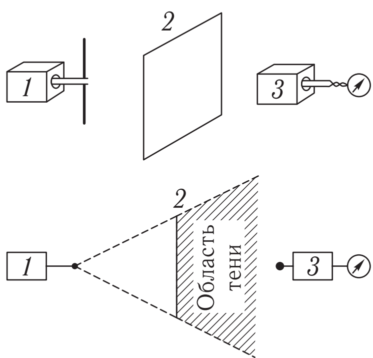


Рис. 127. Образование тени. В нижней части рисунка расположение приборов показано в плане: *1* — генератор с излучающим вибратором, *2* — экран, *3* — приемник с индикатором

ного вибратора из области тени ток опять возрастает (рис. 127). Тело человека также отбрасывает заметную тень: если кто-либо пройдет между излучающим и приемным вибраторами, ток в индикаторе упадет и вновь возрастет.

Взяв вместо металлического экрана лист картона, фанеры, толстую деревянную доску, вообще экран из какого-либо изолирующего материала, нетрудно убедиться, что они прозрачны для исследуемых электромагнитных волн.

Заслонив приемник от излучателя металлическим листом *1* (рис. 128), нетрудно наблюдать отражение электромагнитной волны от второго металлического листа *2*. Передвигая лист *2* вдоль прямой CD, параллельной отрезку AB (излучатель — приемник), мы обнаружим, что наиболее сильный отклик (отклик индикатора) возникает тогда, когда лист *2* находится против середины отрезка AB и его плоскость параллельна AB. Мы убеждаемся, таким образом, в справедливости закона равенства угла падения и угла отражения (§ 40). Замена металлического листа *2* экраном из изолирующего материала показывает, что от такого экрана отражение получается очень слабое.

Отражением от металла можно воспользоваться для того, чтобы получить направленное излучение в виде почти плоской волны. Для этого надо поместить излучающий вибратор в фокусе цилиндрического зеркала из металлического листа, согнутого по дуге параболы (рис. 129, *а*). Интенсивность плоской волны, выходящей из такого рефлектора,

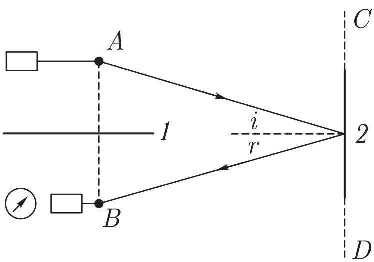


Рис. 128. Отражение электромагнитной волны: i — угол падения, r — угол отражения

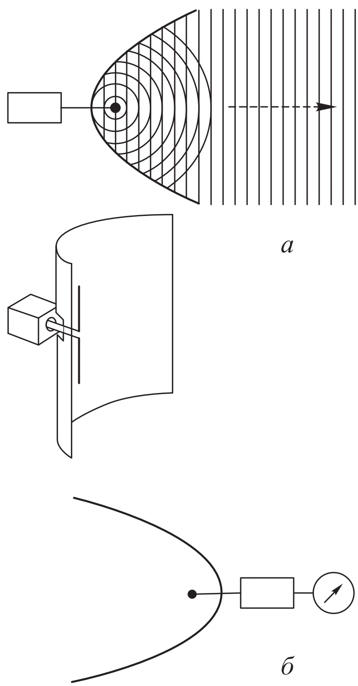


Рис. 129. Параболический рефлектор у излучающего вибратора (*а*) и у приемного (*б*)

существенно больше, чем в ненаправленном излучении самого вибратора в отсутствие рефлектора[1]). Таким же рефлектором можно снабдить и приемный вибратор (рис. 129, *б*), что повышает его чувствительность. Описанные выше опыты лучше производить поэтому с вибраторами, снабженными рефлекторами. Провода, идущие от излучающего вибратора к генератору, пропускаются через отверстие, размер которого одна–две длины волны, проделанное в рефлекторе. У приемного вибратора провода к гальванометру можно пропустить через маленькие отверстия в рефлекторе. Размеры рефлекторов должны быть в три–пять раз больше λ.

Следующий опыт показывает, что электромагнитная волна, проходя из одного прозрачного материала в другой, испытывает *преломление*, т. е. изменяется направление ее распространения. Явление преломления волн на границе двух веществ также принадлежит к числу общеволновых явлений, но мы ранее не останавливались на нем, так как наблюдать его на звуковых или поверхностных волнах в воде не особенно просто. (Легче всего наблюдать и исследовать преломление на световых волнах, и в разделе «Геометрическая оптика» это явление рассматривается подробно.)

Для опыта с преломлением электромагнитной волны длиной, например, 3 см надо изготовить из парафина или асфальта призму с преломляющим углом, равным примерно 30° (рис. 130). Размеры этой призмы должны быть велики по сравнению с λ. На рис. 131 показано, как меняется направление распространения волны вследствие преломления в такой призме. Если в отсутствие призмы наибольший отклик в приемном вибраторе получается в положении A, то при наличии призмы волна преломляется и наибольший отклик получается в B. Преломление происходит на двух гранях призмы: при переходе волны из воздуха в парафин и затем при ее выходе из парафина в воздух. Отклонение волны от первоначального направления распространения составляет (в зависимости от материала призмы и длины волны) 15–20°.

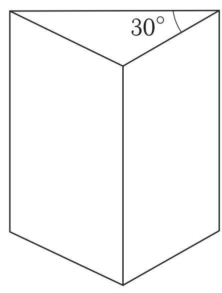


Рис. 130. Призма из парафина или асфальта

[1]) Имеется в виду отсутствие направленности в плоскости, перпендикулярной к вибратору.

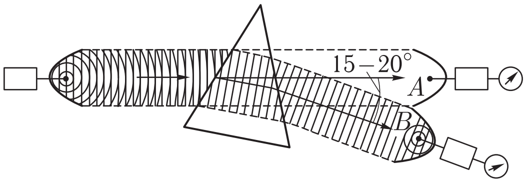


Рис. 131. Преломление электромагнитной волны в призме

На рис. 132 изображена постановка опыта для получения стоячей электромагнитной волны. Плоский металлический экран ставится против рефлектора излучающего вибратора так, чтобы отраженная волна распространялась навстречу падающей. Если теперь на пути от рефлектора к экрану перемещать приемный вибратор, то ток в гальванометре будет поочередно то увеличиваться (пучности), то уменьшаться (узлы).

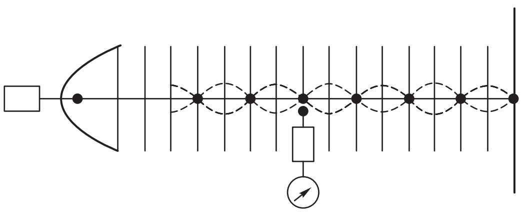


Рис. 132. Образование стоячей электромагнитной волны

Расстояние между двумя соседними пучностями или двумя соседними узлами равно, как мы знаем, $\lambda/2$ (§ 47). Если нам заранее известна частота ν колебаний генератора, то, измерив указанным путем λ, мы можем по формуле

$$c = \lambda\nu$$

найти скорость c распространения электромагнитной волны в воздухе. При самых точных измерениях такого рода она оказывается совпадающей со скоростью света.

В описанном опыте остался пока невыясненным вопрос о том, какие пучности и узлы регистрирует приемный вибратор — колебаний электрического поля или колебаний магнитного поля. Ответ мы получим в следующем разделе.

Поперечность электромагнитных волн. Радиопеленгация. Оставаясь на каком-то неизменном расстоянии от вертикального излучающего вибратора, повернем приемный вибратор из вертикального в любое горизонтальное положение. Мы увидим, что ток в индикаторе приемника падает при этом до нуля

(рис. 133). Объяснить это можно только тем, что *электрическое поле приходящей волны имеет вертикальное направление*. Действительно, такое поле может перемещать заряды (вызывать ток) вдоль приемного вибратора, когда он вертикален, и не может этого делать, когда он горизонтален. Отсюда следует, что в описанном выше опыте со стоячей волной приемный вибратор выявлял узлы и пучности э л е к т р и ч е с к о г о поля.

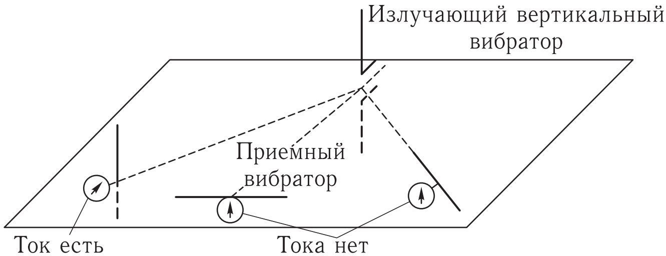


Рис. 133. Наиболее сильный ток в индикаторе возникает только при вертикальном расположении приемного вибратора. При любом горизонтальном положении вибратора тока нет

Повторим такой же опыт, как на рис. 133, но возьмем вместо приемного вибратора п р о в о л о ч н ы й в и т о к. При этом получается следующее. Когда виток расположен в вертикальной плоскости, проходящей через излучающий вибратор, ток в нем есть. Но при всяком повороте витка на 90° от указанной плоскости ток в нем исчезает (рис. 134). Мы знаем, что ток в витке (или катушке) наводится переменным магнитным полем только в том случае, если это поле п р о н и з ы в а е т виток. Следовательно, отсутствие тока при расположениях витка, пока-

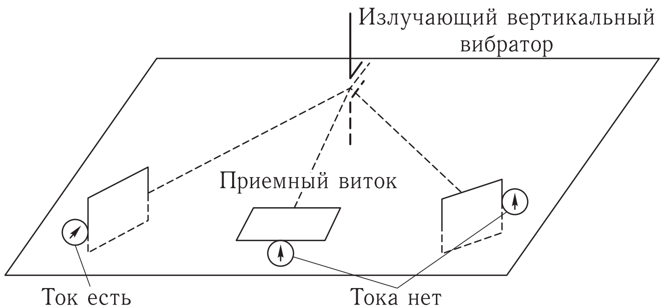


Рис. 134. Наиболее сильный ток в приемном витке получается при его расположении, показанном слева. В двух других изображенных положениях тока нет

занных на рис. 134 посередине и справа, объясняется тем, что *магнитное поле приходящей волны направлено горизонтально и перпендикулярно к направлению излучения*. Действительно, при этом оно пронизывает виток в первом положении и не пронизывает в двух других.

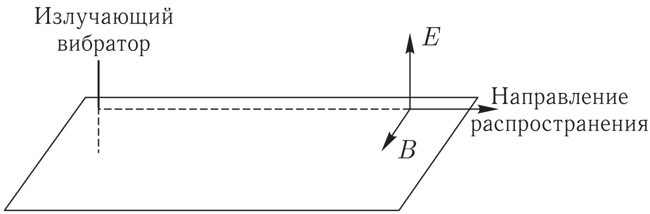


Рис. 135. Расположение векторов электрического и магнитного полей при вертикальном излучателе для волн, распространяющихся в горизонтальном направлении

Мы приходим, таким образом, к выводу, что *напряженность* **E** *и индукция* **B** *электрического и магнитного полей в волне перпендикулярны друг к другу и к направлению распространения волны* (рис. 135); при этом направление **E** совпадает с направлением вибратора, а вектор **B** лежит в плоскости, перпендикулярной к вибратору.

Нами исследован здесь случай вертикального вибратора и горизонтального направления распространения волны. Исследование любых других направлений распространения показывает, что для всякого из них остается справедливым аналогичное расположение векторов **E** и **B**: 1) оба они перпендикулярны к направ-

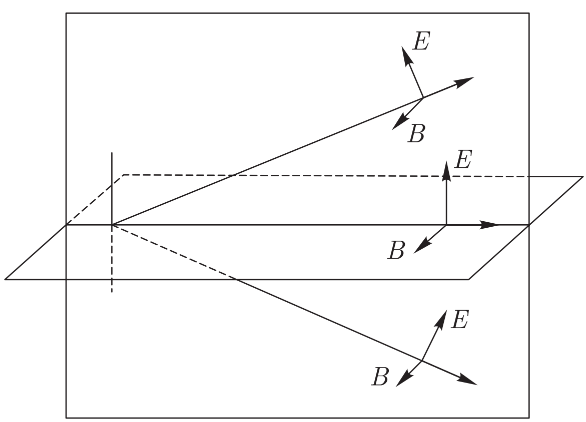


Рис. 136. Электромагнитная волна поперечна

лению распространения, а значит, и колебания их происходят перпендикулярно к этому направлению, т. е. электромагнитная волна поперечна; 2) вектор **E** лежит в плоскостях, проходящих через излучающий вибратор, а вектор **B** — перпендикулярно к этим плоскостям (рис. 136).

Поперечность колебаний является совершенно общим свойством всякой электромагнитной волны, не зависящим ни от выбора направления распространения, ни от характера излучателя. Таким же *общим свойством является и взаимная перпендикулярность полей* **E** *и* **B** *в электромагнитной волне*. Мы еще вернемся к этому вопросу при изучении световых волн.

Возвращаясь к рис. 136, можно заметить следующее: если мы установили направления электрического и магнитного полей **E** и **B**, то мы найдем тем самым направление, по которому приходит волна. Другими словами, мы узнаем направление на излучатель волны из места, где производится прием. Направление электрического поля почти для всех применяемых в технике антенн вертикально. Установить же направление магнитного поля можно с помощью приемного витка (или катушки из нескольких витков — так называемой рамочной антенны). На этом основана *радиопеленгация* — определение направления из данного пункта на принимаемую радиостанцию.

Рис. 137 изображает переносный радиопеленгатор — приемник, снабженный рамочной антенной, которую можно поворачивать вокруг вертикальной оси. Такую антенну нетрудно изготовить собственными силами. Присоединив ее к обычному широковещательному ламповому приемнику (клеммы «антенна» и «земля»), можно произвести пеленгацию мощных радиостанций.

Обычно при пеленгации рамочную антенну поворачивают в такое положение, при котором интенсивность приема проходит через нуль (это точнее, чем установка на максимальную интенсивность). При таком положении индукция **B** магнитного поля волны лежит в плоскости антенны, а значит, направление на радиостанцию — это прямая, перпендикулярная к плоскости антенны. Прибор не указывает, по какую сторону от антенны находится на этой прямой пеленгуемая станция, но обычно это известно заранее.

Если направление на радиостанцию (пеленг) определено из двух пунктов, расстояние между которыми известно (A и B на рис. 138), то, построив по известной стороне AB и двум углам треугольник, можно засечь радиостанцию, т. е. определить ее местонахождение.

Принцип, положенный в основу пеленгации, используется и для целей *радионавигации* — вождения кораблей и самолетов по определенному направлению, заданному специальными передатчиками (радиомаяками). На корабле или самолете ставится при этом специальный приемник с рамочной антенной — *радиокомпас*, показывающий отклонения от требуемого курса. Иногда сигналы, принимаемые радиокомпасом, используются для управления рулевыми механизмами, т. е. осуществляется автоматическое сохранение заданного курса (автопилот).

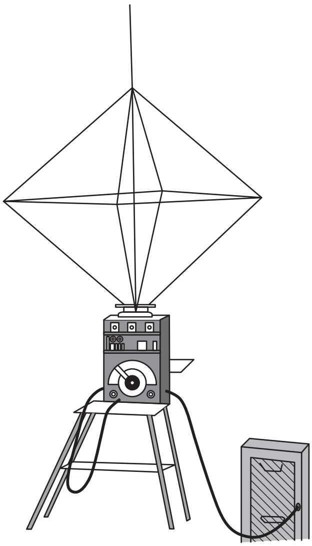


Рис. 137. Внешний вид переносного радиопеленгатора

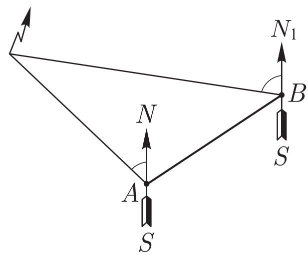


Рис. 138. Пеленгация радиопередатчика из двух точек определяет его положение

§ 60. Изобретение радио Поповым. Мы уже говорили о том, как в опытах с электромагнитными волнами была подтверждена теория Максвелла. Опыты Герца быстро стали известны ученым всего мира; возникла мысль об использовании электромагнитных волн для связи и даже для передачи энергии без проводов. Однако никто не указал практических путей для осуществления этой идеи. Сам Герц, находясь под впечатлением исключительно слабого действия волн в его опытах, по-видимому, сомневался в возможности использования этих волн для связи. Таково было положение дела к началу работ русского физика и электротехника Александра Степановича Попова (1859–1905). Начав с повторения опытов Герца, Попов усовершенствовал приборы и уже через год (в 1889 г.) добился того, что искры в его приемных резонаторах были хорошо видны большой аудитории без

специального затемнения помещения. Очень скоро Попову стало ясно, что для практического использования электромагнитных волн надо в первую очередь создать чувствительный и удобный *приемник*.

К 1894 г. Попов построил такой приемник, причем основные принципиальные особенности его устройства сохранились и в современной приемной аппаратуре. Что же представлял собой первый приемник Попова, и как он работал?

Для увеличения чувствительности приемника Попов использовал явление резонанса. Крупной заслугой Попова является изобретение *высоко поднятой приемной антенны*, которая значительно увеличивает дальность действия приемника и применяется в любой радиоприемной станции и поныне.

Вторая существенная особенность приемника Попова связана со способом регистрации волн. Для этой цели Попов применил не искру, а специальный прибор — *когерер*, незадолго до этого изобретенный Бранли и применявшийся для лабораторных опытов. Когерер устроен следующим образом. В стеклянной трубке помещены мелкие металлические опилки; в оба конца трубки введены провода, соприкасающиеся с опилками. В обычных условиях электрическое сопротивление между отдельными опилками сравнительно велико, так что и весь когерер обладает большим сопротивлением. Электромагнитная волна, создавая в цепи когерера переменный ток высокой частоты, приводит к тому, что между опилками проскакивают мельчайшие искорки, которые сваривают опилки между собой. В результате сопротивление когерера резко уменьшается. Чтобы вернуть когереру большое сопротивление и чувствительность к электромагнитным волнам, его необходимо встряхнуть. Попов включил когерер в цепь, содержащую батарею и телеграфное реле (рис. 139). До прихода электромагнитной волны сопротивление когерера велико, ток через него и через реле идет очень слабый и якорь реле не притянут к нижнему электромагниту. С появлением электромагнитной волны сопротивление когерера падает, ток сильно возрастает и якорь реле притягивается к электромагниту. Тем самым замыкается контакт C, подключая к батарее обыкновенный электрический звонок. Молоточек звонка ударяет по колокольчику (или записывает отброс на движущейся бумажной ленте), сигнализируя о приходе волны. Тотчас же при своем обратном ходе молоточек ударяет по когереру, восстанавливая его чувствительность.

Таким образом, Попов осуществил то, что называется *релейной схемой* (см. том II, § 178); ничтожная энергия приходящих

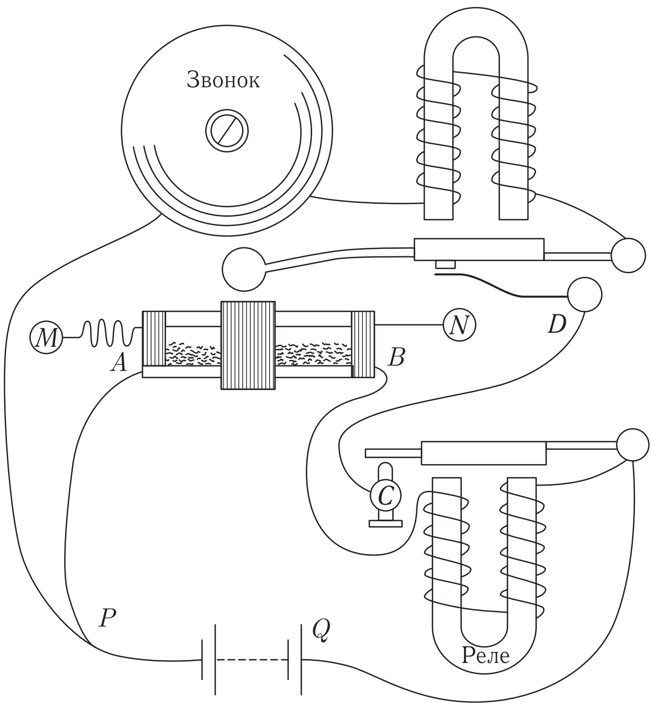


Рис. 139. Схема первого приемника А. С. Попова, взятая из его статьи в Журнале Русского физико-химического общества (январь 1896 г.)

волн используется не прямо для приема (например, появления искры), а для управления источником энергии, который питает регистрирующий аппарат. В современных приемниках когерера нет, его заменили электронные лампы, но принцип реле остается в силе: ведь электронная лампа по сути дела работает именно как реле. Слабые сигналы, подводимые к лампе, управляют энергией тех источников тока, которые питают эту лампу.

Вместе с тем Попов осуществил в своем приемнике принцип *обратной связи*, широко применяемый с тех пор в радиотехнике. Усиленный сигнал на выходе приемника (цепь звонка) автоматически действует на вход приемника (цепь когерера). Обратная связь (реализованная в данном устройстве электромеханическим способом) — это основной новый элемент в изобретении Попова.

7 мая 1895 г. Попов продемонстрировал действие своего приемника на заседании Русского физико-химического общества.

Этот день справедливо считается днем рождения радио. В 1945 г. в ознаменование пятидесятилетия изобретения радио день 7 мая был постановлением Советского правительства объявлен ежегодным «Днем радио».

За сравнительно небольшой срок, истекший со времени изобретения радио, оно прошло огромный путь дальнейшего развития. Уже в первые годы после изобретения был сделан ряд существенных усовершенствований, многие из которых также принадлежат Попову. В частности, к ним относится и то, что Попов добавил к приемнику обыкновенный телеграфный аппарат, в результате чего приход электромагнитного сигнала не только отмечался звонком, но и черточкой на телеграфной ленте.

В дальнейших своих исследованиях, проводившихся совместно с П. Н. Рыбкиным, Попов сумел осуществить прием сигналов на слух. Оказалось, что при сигналах, слишком слабых для срабатывания когерера, плохие контакты между опилками в когерере действуют как детектор (§ 61) и в телефонной трубке, присоединенной к когереру, каждый сигнал отмечается звуком. Это открытие позволило еще более увеличить дальность радиосвязи.

Следующий крупный шаг в развитии радио, сделанный вскоре после его изобретения, состоял в усовершенствовании передатчика. Искровой промежуток был вынесен из антенны в специальный колебательный контур, который и служил источником колебаний. Антенна же, связанная с этим контуром, действовала теперь только в качестве излучателя волн.

Чрезвычайно важным моментом в развитии радио было изобретение американским ученым Ли де Форестом в 1906 г. электронных ламп, позволивших создать источники *незатухающих* электрических колебаний (§§ 31, 59). Именно это дало возможность полностью разрешить вопрос о передаче по радио не только телеграфных сигналов, но и звуков — речи, музыки и т. п., т. е. осуществить *радиотелефонию* и *радиовещание*.

§ 61. Современная радиосвязь. Если передатчик излучает незатухающую синусоидальную волну, то в приемной антенне получится гармоническое колебание. Очевидно, никакой *передачи сигналов* таким путем осуществить нельзя. С помощью приемника мы можем только установить, работает передатчик или нет. Для того чтобы передать какие-либо сигналы, речь, музыку, телевизионные изображения и т. п., необходимо как-то менять характер излучения передатчика, например

менять амплитуду его колебаний. Этот процесс называется *модуляцией*. Простейший способ телеграфной модуляции состоит в прерывании излучения с помощью ключа, т. е. в посылке коротких и длинных сигналов — «точек» и «тире» азбуки Морзе (рис. 140). При телефонной модуляции амплитуда излучения меняется не путем включения и выключения, а плавно — с передаваемыми звуковыми частотами (рис. 141).

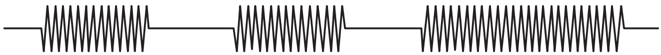


Рис. 140. Телеграфная модуляция

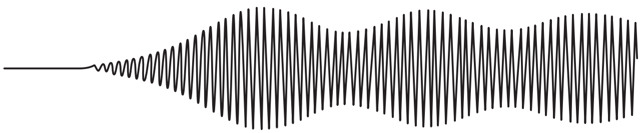


Рис. 141. Телефонная модуляция

На рис. 142 показана схема, поясняющая процесс телефонной модуляции. В отличие от рис. 58 здесь между сеткой и катодом лампы включена вторичная обмотка небольшого повышающего трансформатора, в первичную обмотку которого включены обычный телефонный капсюль (угольный микрофон) и батарея. Под действием звуковых волн, падающих на мембрану микрофона, угольный порошок в нем подвергается давлению, которое меняется с частотой звука. В результате с этой же частотой меняется сопротивление микрофона, а значит, и ток в первичной обмотке трансформатора. Это приводит к появлению переменной э.д.с. во вторичной обмотке трансформатора, т. е. на сетку лампы попадает переменное напряжение звуковой частоты. Амплитуда высокочастотных колебаний, генерируемых в контуре посредством этой лампы, меняется вместе с этим низкочастотным напряжением на ее сетке, а следовательно, так же меняется и интенсивность радиоволн, излучаемых антенной.

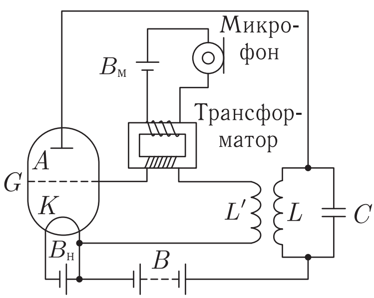


Рис. 142. Схема телефонной модуляции

Разумеется, современная передающая радиоаппаратура устроена сложнее, но описанная схема передает основные ее черты.

Мощность современных широковещательных радиостанций достигает многих сотен и даже тысяч киловатт. Для таких станций созданы специальные радиолампы, размеры которых иной раз превосходят рост

человека. Родиной мощных широковещательных станций является наша страна. Уже в 1922 г. в Москве была построена самая крупная по тому времени радиостанция мощностью 12 кВт, а в 1932 г. в Москве же впервые в мире была введена в действие станция мощностью 500 кВт. Вообще в строительстве мощных радиостанций, разработке для них ламп, антенных сетей и т. п. наша страна занимает одно из первых мест в мире. Мы обязаны этим целому ряду выдающихся советских радиоспециалистов: М. А. Бонч-Бруевичу, М. В. Шулейкину, А. Л. Минцу и др.

К антенне радиоприемника приходят модулированные излучения множества одновременно работающих передающих станций. Кроме того, электрические колебания в приемной антенне возбуждаются под действием всевозможных источников помех (например, атмосферных электрических разрядов, искрящих контактов электрических машин и приборов и т. п.). Задача приемника состоит в том, чтобы: 1) *выделить* из всей этой смеси колебаний передачу интересующей нас станции, 2) в достаточной степени *усилить* выделенные колебания и 3) *получить* из этих высокочастотных модулированных колебаний сигналы (колебания со звуковыми частотами, телеграфные или телевизионные сигналы и т. п.), которыми модулировано излучение станции.

Первая задача решается, как мы знаем, при помощи резонанса (§ 29). Приемник содержит колебательные контуры (в простейшем случае — один контур), которые выделяют из всего сложного набора электрических колебаний в антенне довольно узкую полосу частот (так называемая «полоса пропускания»). Меняя настройку контуров приемника, мы передвигаем его «полосу пропускания» по шкале частот. Настройка на данную радиостанцию означает такую установку «полосы пропускания» приемника, при которой частота станции попадает в эту полосу. При этом, конечно, в «полосу пропускания» попадает и некоторая доля колебаний от источников помех. Прием возможен только в том случае, если колебания от принимаемой станции не слишком слабы по сравнению с уровнем мешающих колебаний.

Вторая задача — усиление выделенных посредством резонанса колебаний — решается с помощью либо электронных ламп (см. том II, § 106), либо полупроводниковых триодов (см. том II, § 110). Усиливая колебания, эти приборы и работают в качестве «реле»: выигрыш в интенсивности колебаний получается за счет энергии тех источников (например, батарей), которые питают лампу или транзистор. Если для усиления используется электронная лампа, то слабые колебания напряжения, созданные электромагнитной волной в колебательном контуре приемника,

подводятся к сетке этой лампы и вызывают гораздо более сильные колебания в цепи ее анода. С анода одной лампы усиленные колебания можно подвести к сетке следующей лампы и усилить их еще больше (многокаскадное усиление). В настоящее время электронные лампы все больше вытесняются полупроводниковыми триодами и диодами (см. том II, § 110), которые гораздо меньше по габаритам и требуют значительно меньших «питающих» напряжений и мощностей.

Наконец, третья задача — восстановление низкочастотных модулирующих сигналов из высокочастотных модулированных колебаний — решается посредством *детекторов — приборов, которые проводят ток в одном направлении лучше, чем в противоположном.* В современных радиоприемниках в качестве детектора используются опять-таки электронные лампы или полупроводниковые диоды, к которым относятся и так называемые точечно-контактные диоды. В последних выпрямляющим действием обладает контакт между полупроводниковым кристаллом и металлическим острием. Выпрямляющие контакты такого типа (работающие к тому же без всяких источников постоянного питания) были известны как кристаллические детекторы и применялись в радиотехнике еще до изобретения электронных ламп. Поясним, в чем заключается действие детектора.

Благодаря неодинаковому сопротивлению детектора для двух направлений тока форма (осциллограмма) переменного тока, текущего через детектор, отличается от формы подведенного к нему напряжения (рис. 143). В то время как колебания напряжения имеют одинаковый размах (амплитуду) в обе стороны от нуля (рис. 143, *а*), колебания тока «подрезаны» с той стороны, в которую детектор проводит хуже (рис. 143, *б*). Но такой несимметричный переменный ток можно представить как с у м м у п о с т о я н н о г о т о к а (кривая *1*, рис. 143, *в*) и симметричного п е р е м е н н о г о тока (кривая *2*).

Таким образом, если подвести к детектору синусоидальное высокочастотное напряжение, то через детектор, кроме переменного тока высокой частоты, будет течь еще и постоянный ток, который может, например, заставить отклоняться гальванометр, включенный последовательно с детектором.

Допустим теперь, что амплитуда высокочастотного напряжения, подводимого к детектору, не постоянна, а модулирована — изменяется с низкой частотой (рис. 144, *а*). В детекторе получится несимметричный ток, причем тоже модулированный (рис. 144, *б*). Если подобно предыдущему разложить такой ток, выделив из него симметричное высокочастотное колебание (кри-

вая *2*, рис. 143, *в*), то вторым слагаемым будет уже не постоянный ток, а ток, меняющийся с низкой частотой — частотой

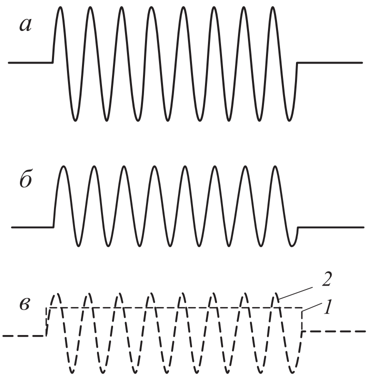


Рис. 143. Как действует детектор

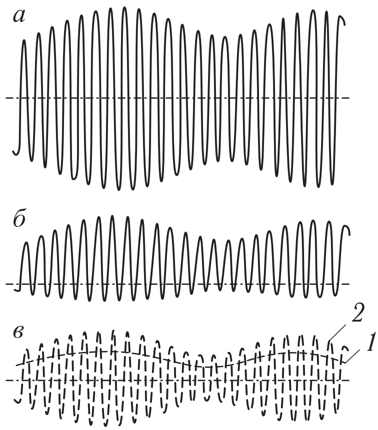


Рис. 144. Детектирование модулированного колебания

модуляции (кривая *1*). Если последовательно с детектором включить телефон, то этот ток низкой (звуковой) частоты заставит колебаться мембрану телефона и будет нами услышан. Такая простейшая комбинация детектора с телефоном применялась в так называемом детекторном приемнике (рис. 145), которым широко пользовались до появления приемников с электронными лампами.

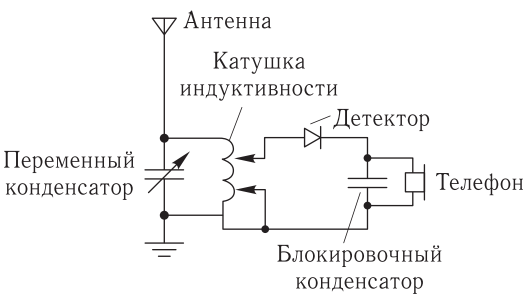


Рис. 145. Схема детекторного радиоприемника

Детекторный приемник работает не по принципу реле, а использует непосредственно ту энергию, которую улавливает приемная антенна. Детектор с телефоном присоедининяется к резонансному колебательному контуру, причем телефон шунтируется

конденсатором, через который легко проходит высокочастотная часть детекторного тока. Достоинством детекторного приемника по сравнению с ламповыми является полное отсутствие источников питания, но отсюда же проистекает и его основной недостаток, из-за которого он был вытеснен ламповыми приемниками, — малая чувствительность.

§ 62. Другие применения радио. Мы уже упоминали о ряде применений радио помимо радиосвязи и радиовещания. Так, например, мы видели, что радио используется как для определения местоположения объектов, не излучающих радиоволн, а только отражающих их (радиолокация, § 35), так и для установления местоположения передатчиков, радиомаяков и т. п. (радиопеленгация, § 59). Мы познакомимся теперь еще с некоторыми применениями радио.

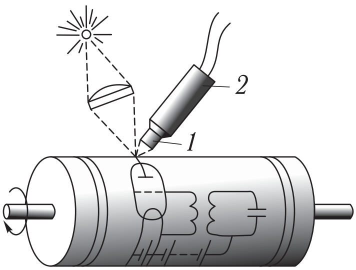


Рис. 146. Схема передающего устройства фототелеграфа: *1* — объектив, *2* — фотоэлемент

Начнем с так называемой *фототелеграфии*, которая позволяет получить на приемной станции фотографическую копию с оригинала (чертежа, фотоснимка, письма), находящегося на передающей станции. Принцип действия фототелеграфа несложен. На передающей станции имеется трубка, на одном конце которой укреплен особый прибор — фотоэлемент, а на другом — специальный оптический объектив (рис. 146). Объектив трубки помещается над валиком, вокруг которого обернут передаваемый оригинал. Объектив собирает на фотоэлемент свет только с маленького участка поверхности оригинала — того участка, над которым объектив находится в данный момент. При работе аппарата валик вращается и перемещается параллельно своей оси, так что объектив последовательно, точка за точкой «осматривает» всю площадь оригинала. Количество света, падающего при этом на фотоэлемент через объектив, изменяется в соответствии с чередованием светлых и темных мест оригинала. Фотоэлемент обладает тем свойством (§ 183), что сила текущего через него электрического тока зависит от интенсивности падающего на него света. Поэтому по мере движения валика с оригиналом сила тока в фотоэлементе изменяется в соответствии со сменой светлых и темных участков оригинала. Эти изменения силы тока используются для модуляции радиопередатчика совершенно так же, как при передаче звука для модуляции используются изменения тока в цепи микрофона [1]).

[1]) Фототелеграммы можно передавать и по проводам. В этом случае переменный ток, даваемый фотоэлементом, после соответствующего усиления непосредственно передается по проводам к месту приема.

На приемной станции после усиления и детектирования принятого излучения получается низкочастотный ток, повторяющий колебания силы тока в фотоэлементе передатчика. Если полученным после детектора током питать нить маленькой электрической лампочки, то яркость накала нити будет меняться в соответствии с яркостью тех точек оригинала, которые проходят под объективом на передающей станции.

На приемной станции устроен валик с трубкой и объективом, как и на передающей станции, но вместо фотоэлемента в трубке укреплена электрическая лампочка, а вместо оригинала на валик кладется лист фотографической бумаги. Объектив дает на этой бумаге светлое пятнышко, яркость которого меняется вместе с интенсивностью света, падающего на фотоэлемент передающей станции. Если валик на приемной станции движется точно так же, как и валик на передающей, то, после того как точка за точкой будет освещена вся площадь фотобумаги, после ее проявления на ней получится копия передаваемого оригинала.

Фототелеграф работает сравнительно медленно, так как быстрота его действия зависит от скорости перемещения механических приспособлений и от того, насколько быстро успевает меняться накал электрической лампочки. Поэтому описанным путем нельзя осуществить передачу изображений движущихся предметов (*телевидение*).

Для осуществления телевидения понадобилось заменить механические приспособления и лампочки накаливания электронными пучками подобно тому, как механические реле, пригодные для телеграфа, пришлось заменить электронными лампами, чтобы сделать возможной передачу по радио звуков (радиотелефония).

Сущность телевизионной передачи состоит в следующем. На передающей станции валик, перемещающийся под фотоэлементом, заменен электронным осциллографом, в котором электронный пучок с огромной скоростью бегает не по экрану, а по сложному многоячейковому фотоэлементу, так называемому *иконоскопу* (от греческих слов «иконос» — изображение, «скопио» — наблюдение). На этот фотоэлемент с помощью объектива отбрасывается передаваемое изображение. Каждая ячейка иконоскопа работает в те моменты, когда на нее попадает электронный пучок. Специальные развертывающие напряжения, подводимые к управляющим пластинам осциллографа, заставляют электронный пучок пробегать по всей поверхности иконоскопа за $1/25$ секунды (конец лучка прочерчивает при этом 625 горизонтальных строк, лежащих почти вплотную одна под другой). Сила тока в цепи иконоскопа в каждый момент времени пропорциональна освещенности той ячейки иконоскопа, на которую в этот момент попадает электронный пучок. Поэтому колебания силы тока в цепи иконоскопа передают распределение интенсивности света во всех последовательно «просматриваемых» точках передаваемой картины (кадра).

Получаемые от иконоскопа электрические колебания подводятся к радиопередатчику и модулируют излучаемую им радиоволну подобно тому, как переменный ток в цепи микрофона модулирует радиоволну при передаче звука. Таким образом, каждую секунду радиоволна

уносит «отпечаток» 25 полных кадров, каждый из которых состоит из 625 строк.

На приемной станции валик и лампочка фототелеграфа тоже заменены электронным осциллографом, но с обычным экраном, светящимся под ударами электронов (так называемый кинескоп). После усиления и детектирования принятой волны в приемнике получается точно такой же переменный ток, какой модулировал волну в передатчике. Этот ток используется для того, чтобы управлять интенсивностью электронного пучка в кинескопе. Яркость же свечения экрана кинескопа пропорциональна интенсивности электронного пучка. Таким образом, яркость пятнышка на приемном экране меняется со временем соответственно освещенности тех точек передаваемого изображения, через которые пробегает электронный пучок в передатчике.

Электронный пучок в приемнике совершает по экрану движение, в точности синхронное с движением электронного пучка в передатчике по иконоскопу, т. е. он тоже обегает за 1/25 секунды всю площадь экрана, прочерчивая за это время 625 горизонтальных строк. В итоге на приемном экране за 1/25 секунды воспроизводится весь передаваемый кадр. Так как за секунду сменяется 25 таких кадров, то, как и в кино, отдельные изображения воспринимаются нашими глазами как единое слитное движущееся изображение.

Посредством передачи по радио специальных сигналов-команд (например, определенных комбинаций телеграфных знаков) можно осуществлять управление на расстоянии (*телеуправление*). Удаленный приемник, установленный, в частности, на борту корабля, самолета, искусственного спутника Земли и т. д., заранее настроен на частоту управляющего передатчика. Приемник либо включен постоянно, либо в определенное время включается автоматически по заданной программе. Принятые и усиленные сигналы-команды заставляют срабатывать те или иные реле, которые в свою очередь запускают или останавливают вспомогательные электродвигатели, работающие от местных источников энергии и выполняющие различные механические операции. Таким путем можно управлять на расстоянии мощными двигателями, рулевыми механизмами, измерительными приборами, радиопередатчиками и т. п.

Укажем еще на одно применение радио.

В §§ 44 и 45 мы видели, что волны, разбегающиеся по поверхности воды от двух когерентных источников, образуют характерную интерференционную картину (рис. 91 и 92), состоящую из неподвижных чередующихся линий наибольшей и наименьшей интенсивности колебательного движения поверхности воды. Советские ученые Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси получили интерференционные явления с помощью радиоволн и дали этим явлениям практическое применение. Они использовали их для быстрого и точного определения расстояний между различными точками земной поверхности, создав тем самым новую отрасль радиотехники — *радиогеодезию*. Быстрота измерения позволяет проводить его и в том случае, если одна из точек движется (корабль, самолет). Поэтому такой способ измерения расстояний нахо-

дит себе применение и в практике вождения кораблей и самолетов — *радионавигации*.

§ 63. Распространение радиоволн. Законы распространения радиоволн в свободном пространстве сравнительно просты, но чаще всего радиотехника имеет дело не со свободным пространством, а с распространением радиоволн над земной поверхностью. Как показывают и опыт и теория, поверхность Земли сильно влияет на распространение радиоволн, причем сказываются как физические свойства поверхности (например, различия между морем и сушей), так и ее геометрическая форма (общая кривизна поверхности земного шара и отдельные неровности рельефа — горы, ущелья и т. п.). Влияние это различно для волн разной длины и для разных расстояний между передатчиком и приемником.

Влияние, оказываемое на распространение радиоволн формой земной поверхности, понятно из предыдущего. Ведь мы имеем здесь, в сущности, разнообразные проявления *дифракции* идущих от излучателя волн (§ 41), — как на земном шаре в целом, так и на отдельных особенностях рельефа. Мы знаем, что дифракция сильно зависит от соотношения между длиной волны и размерами тела, находящегося на пути волны. Неудивительно поэтому, что кривизна земной поверхности и ее рельеф по-разному сказываются на распространении волн различной длины.

Так, например, горная цепь отбрасывает «радиотень» в случае коротких волн, в то время как достаточно длинные (в несколько километров) волны хорошо огибают это препятствие и на горном склоне, противоположном радиостанции, ослабляются незначительно (рис. 147).

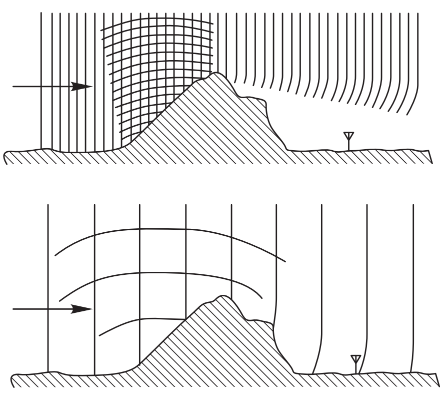


Рис. 147. Гора отбрасывает «радиотень» в случае коротких волн. Длинные волны огибают гору

Что касается земного шара в целом, то он чрезвычайно велик даже по сравнению с наиболее длинными волнами, применяемыми в радио.

Очень короткие волны, например метровые, вообще не заворачивают сколько-нибудь заметно за горизонт, т. е. за пределы прямой видимости. Чем волны длиннее, тем лучше они огибают поверхность земного шара, но и самые длинные из применяемых волн не могли бы благодаря дифракции завернуть так сильно, чтобы обойти вокруг земного шара — от нас к антиподам. Если, тем не менее, радиосвязь осуществляется между любыми точками земного шара, причем на волнах самой различной длины, то это возможно не из-за дифракции, а по совсем другой причине, о которой мы скажем немного дальше.

Влияние физических свойств земной поверхности на распространение радиоволн связано с тем, что под воздействием этих волн в почве и в морской воде возникают электрические токи высокой частоты, наиболее сильные вблизи антенны передатчика. Часть энергии радиоволны расходуется на поддержание этих токов, выделяющих в почве или воде соответствующее количество джоулева тепла. Эти потери энергии (а значит, и ослабления волны из-за потерь) зависят, с одной стороны, от проводимости почвы, а с другой — от длины волны. Короткие волны затухают значительно сильнее, чем длинные. При хорошей проводимости (морская вода) высокочастотные токи проникают на меньшую глубину от поверхности, чем при плохой (почва), и потери энергии в первом случае существенно меньше. В результате дальность действия одного и того же передатчика оказывается при распространении волн над морем значительно (в несколько раз) большей, чем при распространении над сушей.

Мы уже отметили, что распространение радиоволн на очень большие расстояния нельзя объяснить дифракцией вокруг земного шара. Между тем дальняя радиосвязь (на несколько тысяч километров) была осуществлена уже в первые годы после изобретения радио. В настоящее время каждый радиолюбитель знает, что длинноволновые (λ больше 1 км) и средневолновые (λ от 100 м до 1 км) станции зимними ночами слышны на расстоянии многих тысяч километров, в то время как днем, особенно в летние месяцы, эти же станции слышны на расстоянии всего в несколько сот километров. В диапазоне коротких волн (λ от 10 до 100 м) положение иное. Здесь в любое время суток и любое время года можно найти такие длины волн, на которых надежно перекрываются л ю б ы е расстояния. Для обеспечения круглосуточной связи при этом приходится в разное время суток работать на волнах различной длины. Зависимость дальности распространения радиоволн от времени года и суток заставила связать условия распространения радиоволн на Земле с влиянием Солнца. Эта связь в настоящее время хорошо изучена и объяснена.

Солнце испускает наряду с видимым светом сильное ультрафиолетовое излучение и большое количество быстрых заряженных частиц, которые, попадая в земную атмосферу, сильно и о н и з у ю т ее верхние области. В результате образуется несколько слоев ионизованных газов, расположенных на различных высотах (100 км, 200–300 км). Наличие таких слоев дало основание к тому, чтобы назвать верхние слои земной атмосферы *ионосферой*.

Присутствие ионов и свободных электронов придает ионосфере свойства, резко отличающие ее от остальной атмосферы. Сохраняя способность пропускать видимый свет, инфракрасное излучение и метровые радиоволны, ионосфера сильно отражает более длинные волны; для таких волн (λ больше 10–15 м) земной шар оказывается окруженным как бы сферическим «зеркалом», и распространение этих радиоволн происходит между двумя отражающими сферическими поверхностями — поверхностью Земли и «поверхностью» ионосферы (рис. 148). Именно поэтому радиоволны получают возможность огибать земной шар.

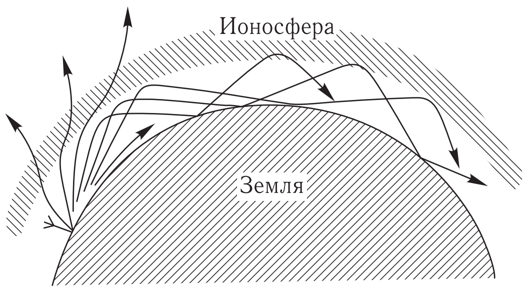


Рис. 148. Волна идет между Землей и ионосферой

Конечно, не следует понимать слова «поверхность сферического зеркала ионосферы» буквально. Никакой резкой границы у ионизованных слоев нет, правильная сферическая форма тоже не соблюдается (по крайней мере, одновременно вокруг всего земного шара); ионизация различна в разных слоях (в верхних она больше, чем в нижних), и сами слои состоят из непрерывно движущихся и меняющихся «облаков». Такое неоднородное «зеркало» не только отражает, но и поглощает и рассеивает радиоволны, причем опять-таки различно в зависимости от длины волны. Кроме того, свойства «зеркала» меняются с течением времени. Днем при действии солнечного излучения ионизации значительно больше, чем ночью, когда происходит только воссоединение положительных ионов и отрицательных электронов в нейтральные молекулы (рекомбинация). Особенно велико различие в ионизации днем и ночью в нижних слоях ионосферы. Здесь плотность воздуха выше, столкновения между ионами и электронами происходят чаще и рекомбинация протекает более интенсивно. В течение ночи ионизация нижних слоев ионосферы может успеть упасть до нуля. Ионизация различна и в зависимости от времени года, т. е. от высоты подъема Солнца над горизонтом.

Изучение суточных и сезонных изменений состояния ионосферы позволило не только объяснить, но и предсказывать условия прохождения радиоволн различной длины в разное время суток и года (радиопрогнозы).

Наличие ионосферы не только делает возможной коротковолновую связь на большие расстояния, но и позволяет радиоволнам иногда обогнуть весь земной шар, и даже несколько раз. Из-за этого возникает своеобразное явление при радиоприеме, так называемое *радиоэхо*, при котором сигнал воспринимается приемником несколько раз: после прихода сигнала по кратчайшему пути от передатчика могут быть слышны повторные сигналы, обогнувшие земной шар.

Часто случается, что волна доходит от передатчика к приемнику по нескольким различным путям, испытав различное число отражений от ионосферы и земной поверхности (рис. 149). Очевидно, волны, идущие

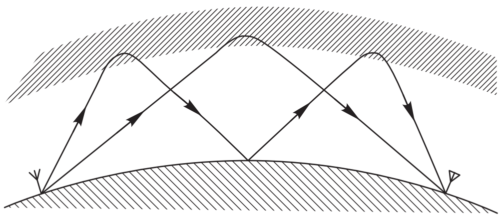


Рис. 149. Различные пути волны от передатчика к приемнику

от одного и того же передатчика, когерентны и могут интерферировать в месте приема, ослабляя или усиливая друг друга в зависимости от разности хода. Так как ионосфера не является абсолютно устойчивым «зеркалом», а меняется с течением времени, то меняется и разность хода волн, пришедших по разным путям от передатчика к приемнику, в результате чего усиление колебаний сменяется их ослаблением, потом опять усилением и т. д. Можно сказать, что интерференционные полосы «ползают» над поверхностью Земли, и приемник оказывается то в максимуме, то в минимуме колебаний. В принимаемой передаче получается при этом смена хорошей слышимости и замираний приема, при которых слышимость может падать до нуля.

Аналогичное явление наблюдается иногда на экране телевизора, если над окрестностью приемной антенны пролетает самолет. Отраженная самолетом радиоволна интерферирует с волной от передающей станции, и мы видим, как изображение «мигает» из-за того, что интерференционные «полосы» поочередного усиления и ослабления сигнала пробегают (из-за движения самолета) мимо приемной антенны.

Заметим, что при приеме телевизионной передачи в городе довольно часто наблюдается удвоение (и даже «размножение») изображения на экране кинескопа: оно состоит из двух или нескольких изображений, в различной степени сдвинутых по горизонтали друг относительно друга. Это результат отражения радиоволны от домов, башен и т. п. Отраженные волны проходят более длинный путь, чем расстояние между передающей и приемной антеннами, и поэтому запаздывают, давая картину, сдвинутую в направлении развертки электронного пучка в кинескопе. В сущности, мы здесь воочию наблюдаем результат распространения радиоволн с конечной скоростью 300 000 км/с.

Прозрачность ионосферы для радиоволн, длина которых меньше 10 м, позволила обнаружить радоизлучение, приходящее от внеземных источников. Возникла и с 40-х гг. нашего века быстро развивается *радиоастрономия*, открывшая новые возможности для изучения Вселенной, сверх тех, какими располагает обычная (оптическая) астрономия. Строится все больше радиотелескопов, увеличиваются размеры их антенн, повышается чувствительность приемников и в результате непрерывно возрастает количество и разнообразие открытых внеземных радиоисточников.

Оказалось, что радиоволны излучают и Солнце, и планеты, а за пределами нашей Солнечной системы — многие туманности и так называемые сверхновые звезды. Множество источников радиоизлучения открыто вне нашей звездной системы (Галактики). В основном — это другие галактические системы, причем лишь небольшая их доля отождествлена с оптически наблюдаемыми туманностями. «Радиогалактики» обнаружены и на таких больших расстояниях от нас (многие миллиарды световых лет), которые находятся за пределами досягаемости самых сильных современных оптических телескопов. Были открыты интенсивные источники радиоизлучения, обладающие очень малыми угловыми размерами (доли угловой секунды). Первоначально их считали особого рода звездами, принадлежащими нашей Галактике, и поэтому назвали квазизвездными источниками или квазарами. Но с 1962 г. стало ясно, что квазары — это внегалактические объекты с огромной мощностью радиоизлучения.

Отдельные, или, как говорят, дискретные радиоисточники нашей Галактики излучают широкий спектр длин волн. Но было обнаружено и «монохроматическое» радиоизлучение с длиной волны $\lambda = 21$ см, испускаемое межзвездным водородом. Исследование этого излучения позволило найти общую массу межзвездного водорода и установить, как он распределен по Галактике. В самое последнее время удалось обнаружить монохроматическое радиоизлучение на длинах волн, свойственных другим химическим элементам.

У всех источников радиоизлучения, о которых говорилось выше, интенсивность очень постоянна. Лишь в некоторых случаях (в частности, у Солнца) наблюдаются на общем постоянном фоне отдельные беспорядочные вспышки радиоизлучения. 1968 г. был ознаменован новым радиоастрономическим открытием большого значения: были обнаружены источники (находящиеся в большинстве своем в пределах Галактики), излучающие строго периодические импульсы радиоволн. Эти источники получили название пульсаров. Периоды повторения импульсов у разных пульсаров различны и составляют от нескольких секунд до нескольких сотых долей секунды и даже меньше. Характер радиоизлучения пульсаров получает, по-видимому, наиболее правдоподобное объяснение, если допустить, что пульсары — это вращающиеся звезды, состоящие в основном из нейтронов (нейтронные звезды). В обнаружении и возможности наблюдения таких звезд и состоит большое научное значение этого радиоастрономического открытия.

Кроме приема собственного радиоизлучения тел Солнечной системы, применяется также их радиолокация. Это так называемая *радиолокационная астрономия*. Принимая отраженные от какой-либо из планет радиосигналы мощных локаторов, можно очень точно измерять расстояние до этой планеты, оценивать скорость ее вращения вокруг оси и судить (по интенсивности отражения радиоволн различной длины) о свойствах поверхности и атмосферы планеты.

Отметим в заключение, что прозрачность ионосферы для достаточно коротких радиоволн позволяет также осуществлять все виды радиосвязи с искусственными спутниками Земли и космическими кораблями (собственно связь, радиоуправление, телевидение, а также телеметрия — передача на Землю показаний различных измерительных приборов). По той же причине можно использовать теперь метровые радиоволны для связи и телевидения между сильно удаленными друг от друга пунктами земной поверхности (например, между Москвой и нашими дальневосточными городами), применяя однократную *ретрансляцию* передач специальными спутниками, на которых установлена приемно-передающая радиоаппаратура.

§ 64. Заключительные замечания. Радио является теперь одной из самых обширных и важных областей техники, в большой мере определяющей характер современной цивилизации. В физике также выделилось большое направление, связанное с изучением разнообразных явлений, относящихся к этой области, — *радиофизика*. Говоря о современном радио, следует иметь в виду, что оно уже не исчерпывается такими применениями, в которых приходится иметь дело с распространением радиоволн на более или менее далекие расстояния (радиосвязь, телевидение, радиолокация, радионавигация и т. п.). Огромную роль играют и совсем иного рода применения радиотехнических приборов и методов.

В самых различных практических областях все чаще возникает задача превращения каких-либо неэлектрических колебаний (механических и звуковых, колебаний силы света, температуры или давления, уровня жидкости и т. д.) в колебания электрические. Объясняется это именно тем, что средства современной радиотехники позволяют легко и быстро производить всевозможные операции с электрическими колебаниями, в миллионы раз усиливать их, менять их частоту и форму и, наконец, с помощью электронного осциллографа наблюдать и исследовать их вплоть до частот в сотни мегагерц.

В итоге радиотехнические приборы и способы исследования проникли теперь почти во все области техники, ими широко пользуются при самых разнообразных научных исследованиях как в лаборатории, так и в природных условиях (например, при

изучении ионосферы), они нашли применение в ряде производств и в медицине. С помощью высокочастотных электрических колебаний лечат больных, производят закалку стали, сушат древесину, стерилизуют консервы, ищут мины и т. д. Электронный осциллограф является теперь ходовым прибором и в оптической лаборатории, и на столе у биолога.

Этот раздел книги был посвящен колебаниям и волнам — учению о колебаниях в широком смысле слова. Это учение рассматривает не только электрические колебания, а и колебания самой различной природы, открывая и изучая общие для них всех законы. Но после сказанного выше о роли электрических колебаний не приходится удивляться тому, что наиболее обширный и разнообразный материал, наиболее сложные и интересные задачи давала учению о колебаниях именно радиотехника. Интенсивное развитие учения о колебаниях в период 1915–1945 гг. было в первую очередь связано с удовлетворением запросов радиотехники.

В дальнейшем вопросы, связанные с колебаниями (и, в частности, с автоколебаниями), приобрели большое значение в другой быстро развивающейся области техники — *автоматике* (автоматическое регулирование машин и двигателей, автоматическое управление самолетами, кораблями, ракетами, космическими кораблями и т. п.). В связи с этим большую роль для учения о колебаниях начала играть и автоматика.

? **1.** Каково должно быть ускорение свободного падения, чтобы длина маятника с периодом 2 с равнялась 1 м? Достигает ли ускорение свободного падения где-либо на земном шаре такого значения?

2. Какова должна быть длина маятника с периодом 1 мин на широте Москвы ($g = 9{,}815$ м/с^2)?

3. Два одинаковых маятника помещены один на полюсе, другой на экваторе. Сколько колебаний совершит маятник на полюсе в течение 1000 колебаний маятника на экваторе?

4. Период маятника, с которым демонстрировался опыт Фуко в здании Исаакиевского собора в Ленинграде, равен 20 с. На широте Ленинграда $g = 9{,}82$ м/с^2. Найдите длину маятника.

5. Стальной шарик отпускают на высоте h над горизонтальной стальной плитой. Если пренебречь сопротивлением воздуха и потерями энергии при ударах о плиту, то шарик будет периодически подскакивать на высоту h и снова падать на плиту. Какую длину l должен иметь математический маятник, чтобы его период был таким же, как период движения шарика?

6. Два шарика скатываются без начальной скорости с высоты h по желобам. Один желоб изогнут в вертикальной плоскости по дуге окружности радиуса R, а другой — прямой — идет по хорде этой

дуги. Предполагая, что h мало по сравнению с R, и пренебрегая трением, найдите, за какие промежутки времени шарики достигнут наинизшей точки (где изогнутый желоб горизонтален). Зависят ли промежутки времени от высоты h? Каковы скорости шариков в наинизшей точке?

7. Маятник сделан из сосуда с водой, подвешенного на длинной нити. Вода постепенно выливается через отверстие в дне сосуда. Как будет изменяться период маятника (массой сосуда пренебрегаем)?

8. Гиря растягивает пружину на 2 мм. С каким периодом будет колебаться такой пружинный маятник?

9. Почему нельзя раскачать маятник, толкая его в одну и ту же сторону два раза за период?

10. При больших амплитудах маятник не обладает изохронизмом — его период будет зависеть от амплитуды. Уменьшается или увеличивается период с увеличением амплитуды?

11. Приведите пример автоколебаний в нашем организме.

12. На отклоняющие пластины электронного осциллографа поданы гармонические напряжения одинаковой частоты и амплитуды. Как будет двигаться светлое пятнышко на экране осциллографа, если: а) оба напряжения в одинаковой фазе; б) в противофазе; в) напряжение на горизонтальных пластинах отстает по фазе от напряжения на вертикальных на 90°?

13. Сколько времени звук идет от Москвы до Ленинграда (расстояние около 650 км) и свет — от Луны до Земли (расстояние около 385 000 км)?

14. Сколько раз за 1 с радиоволны могут обежать Землю по экватору?

15. Для измерения огромных астрономических расстояний пользуются *световым годом и парсеком*. Световой год — это расстояние, проходимое световой волной в течение одного года (365 суток). Парсек (сокращение от слов параллакс-секунда) — расстояние, с которого радиус земной орбиты (150 млн км) виден под углом $1''$. Выразите световой год и парсек в километрах.

16. Почему при близкой молнии слышен резкий оглушительный удар, а при далекой молнии — раскатистый гром?

17. Принимая, что наиболее низкая воспринимаемая ухом частота равна 16 Гц, определите, какой длине волны в воде она соответствует.

18. Сирена с 12 отверстиями в диске делает 700 оборотов в минуту. Определите период звуковых колебаний, их основную частоту и соответствующую ей длину волны в воздухе.

19. Звуковая дорожка на пластинке для проигрывателя (электрофона) начинается на расстоянии 14 см от оси вращения, а кончается на расстоянии 5,6 см. Пластинка вращается с частотой 32 оборота в минуту. Какова длина l периода извилин дорожки для тона с частотой 440 Гц в начале и в конце дорожки?

20. Почему игрушечный «телефон», состоящий из двух мембран, соединенных натянутой ниткой или проволокой (рис. 150), позволяет

переговариваться тихим голосом и даже шепотом на расстоянии нескольких десятков метров?

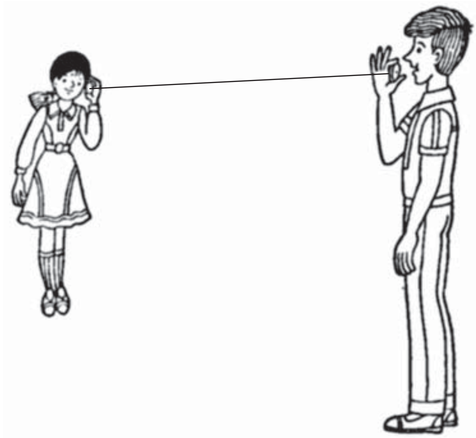


Рис. 150. К упражнению 20

21. Как будет меняться вид интерференционной картины от двух когерентных источников, колеблющихся в одинаковой фазе, в зависимости от расстояния между ними? Проделайте опыт в водяной ванне, меняя расстояние между колеблющимися остриями.

22. Как должен изменяться тон духовых инструментов при повышении температуры? Одинаково ли это изменение для металлических и деревянных труб?

23. Какой длины резонансный ящик нужен для камертона, имеющего частоту 300 Гц?

24. Если дуть мимо отверстия дверного ключа, получается свист. Как определить частоту основного тона?

25. Имеются две трубы одинаковой длины — одна открытая с обоих концов, другая с одного конца закрытая. Найдите отношение частот четвертых обертонов.

26. Почему перестают колебаться обе ножки камертона, если коснуться одной из них?

27. Как изменится частота камертона, если к концам его ножек прилепить по кусочку воска?

28. Стальная струна длиной 50 см и толщиной 0,1 мм натянута грузом, масса которого равна 9,68 кг. Найти основную частоту и соответствующую длину волны в воздухе. Плотность стали равна $7{,}8 \cdot 10^3$ кг/м^3.

29. Стальная и платиновая струны одинакового сечения натянуты одинаковыми грузами и звучат в унисон. В каком отношении находятся их длины?

30. Почему басовые струны рояля делаются в виде центральной стальной жилы, на которую плотно навита проволочная спираль?

31. При каком условии мол или дамба могут защитить от волнения, происходящего в открытом море?

32. Маятник сделан из эбонитового или стеклянного шарика, подвешенного на шелковой нити. Шарик заряжен отрицательно. Как изменится период, если второй положительно заряженный шарик поднести снизу (рис. 151, *а*) или поместить в точке подвеса (рис. 151, *б*)?

33. Колебательный контур радиоприемника состоит из катушки индуктивности $L = 5 \cdot 10^{-8}$ Гн и конденсатора емкости C. При каком значении C контур будет настроен на прием радиоволн длиной $\lambda = 94$ м?

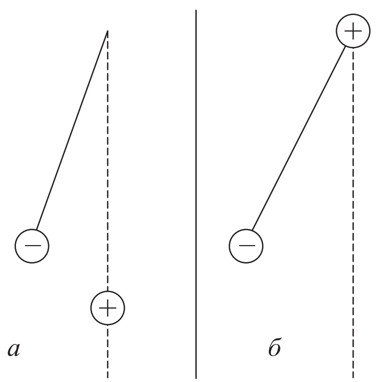


Рис. 151. К упражнению 32

34. Какова длина полуволнового вибратора, основная частота которого равна собственной частоте контура емкости 10^{-10} Ф и индуктивности 10^{-6} Гн?

35. Индуктивность в колебательном контуре приемника равна 2×10^{-5} Гн. В каких пределах должна изменяться емкость, чтобы можно было настраиваться на волны от 35 до 45 м?

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Глава VII. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СВЕТОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

§ 65. Разнообразные действия света. Чувствительность нашего зрительного аппарата к свету чрезвычайно велика. По современным измерениям для получения светового ощущения достаточно, чтобы на глаз при благоприятных обстоятельствах попадало около 10^{-17} Дж световой энергии в секунду, т. е. мощность, достаточная для ощутимого светового раздражения, равна 10^{-17} Вт.

Глаз принадлежит к числу самых чувствительных аппаратов, способных регистрировать присутствие света. Действие света на глаз сводится к некоторому химическому процессу, возникающему в чувствительной оболочке глаза и вызывающему раздражение зрительного нерва и соответствующих центров головного мозга. Химическое действие света, сходное с действиями на чувствительные элементы глаза, можно наблюдать при выцветании на свету различных красок («выгорание тканей»). Химические превращения наблюдаются при поглощении света сравнительно немногочисленными светочувствительными материалами. Но в большей или меньшей степени свет поглощается любым телом, что можно обнаружить по нагреванию тела.

Нагревание тел при поглощении света есть самый общий и наиболее легко осуществляемый процесс, который может быть использован для обнаружения и измерения световой энергии. Нагревание солнечным светом — простейший пример такого процесса. В тех южных областях, где много солнечных дней (например, Средняя Азия), тепло, полученное при поглощении солнечной энергии, может быть использовано для приведения в действие промышленных установок.

Энергия, доставляемая солнечным светом в южных широтах в ясный день, составляет более тысячи джоулей в секунду на каждый квадратный метр поверхности, так что плоский желез-

ный бак, поставленный на крыше дома, может снабжать его обитателей в течение лета горячей водой. Концентрируя солнечные лучи с помощью большого зеркала *1* (рис. 152) на поверхности какого-нибудь приемника *2*, можно обеспечить его нагревание до высокой температуры.

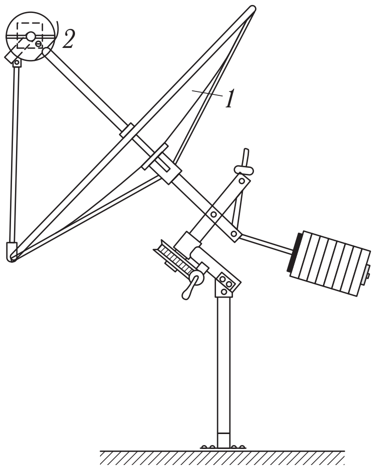


Рис. 152. Схема устройства тепловой солнечной машины: *1* — зеркало, *2* — приемник

Действие света может обнаруживаться и в некоторых электрических явлениях. Как уже упоминалось в томе II, § 9, освещение металлической поверхности может вызвать вырывание из нее электронов (*фотоэффект*). С помощью определенных устройств можно без труда наблюдать электрический ток, возникающий под действием света. На рис. 153 представлена схема одного из таких устройств, называемого *фотоэлементом*. Если бы можно было покрыть крышу небольшого дома веществом, используемым в таком фотоэлементе, то в ясный солнечный день удалось бы за счет световой энергии получать электрический ток мощностью несколько киловатт.

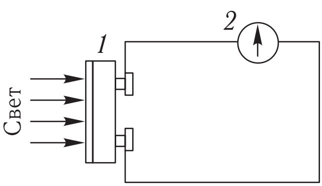


Рис. 153. Фотоэлемент с электрической схемой: *1* — фотоэлемент, *2* — гальванометр

Наконец, важно отметить, что наблюдается и непосредственное механическое действие света. Оно проявляется в давлении света на поверхность тела, отражающего или

поглощающего свет. Придавая этому телу вид легкого подвижного крылышка, удалось обнаружить поворот этого крылышка под действием падающего на него света. Этот замечательный опыт был впервые произведен П. Н. Лебедевым в Москве (1900 г.). Подсчет показывает, что в ясный день свет Солнца, падающий на зеркальную поверхность размером 1 м^2, действует на нее с силой всего лишь около 4 мкН.

В настоящее время разработаны новые источники когерентного излучения очень высокой интенсивности — лазеры, с которыми при концентрации энергии на малую поверхность можно получить световое давление 10^6 атм (см. § 205). Таким образом, свет может производить весьма разнообразные действия; все они свидетельствуют о наличии энергии в световом излучении, превращение которой и обнаруживается во всех описанных явлениях.

Из перечисленных примеров видно, сколь разнообразны могут быть действия света. Однако роль света как непосредственного источника энергии сравнительно невелика: двигатели, основанные на нагревании под действием света, играют очень малую роль, а двигатели, построенные на основе фотоэффекта, — еще дело будущего, хотя опыты и показывают, что возможно изготовление фотоэлементов (с использованием полупроводников германия и кремния), способных превращать до 15 % падающей на них энергии света непосредственно в энергию электрического тока (солнечные батареи).

Правда, вся энергия, которую мы используем на Земле, практически имеет своим первоисточником световую энергию или энергию излучения Солнца, но использование ее происходит путем сложных превращений через посредство топлива, накапливающегося под действием солнечного излучения в растениях и сжигаемого в тепловых машинах, а также через посредство водяных и ветряных двигателей и т. д. В большинстве же применений света главную роль играет не количество приносимой им энергии, а его специальные особенности. Для выяснения природы световых явлений надо обратиться к опыту.

§ 66. Интерференция света. Цвета тонких пленок. Все, конечно, неоднократно любовались красивыми переливами цветов на поверхности весенних луж. Многие, вероятно, замечали, что такие же цветные полосы обнаруживаются на реке вблизи судов, когда на воде появляются пятна нефти или масла. Во всех этих явлениях обращает на себя внимание прихотливое расположение

цветных полос и особенно их переливы, т.е. смена цветов при повороте головы наблюдателя. Явление сходно с игрой цветов на мыльных пузырях и, действительно, тождественно ему по своей физической природе. Его нетрудно воспроизвести в классе, пустив капельку керосина или скипидара на поверхность воды в кювете, освещенной проекционным фонарем.

Разнообразие цветов в описанных картинах явно связано с тем обстоятельством, что мы производим наблюдение в белом свете. Поставим на пути света какое-нибудь цветное стекло, и мы убедимся, что вместо цветных полос будут наблюдаться полосы одного цвета, большей или меньшей яркости, разделенные темными промежутками. Форма и расположение полос при этом не изменяются. Так, например, если мы применим зеленое стекло, то полосы, имевшие при освещении белым светом зеленый тон, останутся практически неизменными, а красные полосы сделаются черными. Явление станет еще более отчетливым, если в качестве одноцветного (монохроматического) света воспользоваться пламенем горелки, в которое введен кусочек асбеста, смоченный раствором поваренной соли. Такое пламя окрашивается в желтый цвет благодаря излучению паров натрия, входящего в состав соли; цвет этот весьма однороден. Наблюдаемая картина в этом свете будет состоять из ярко-желтых полос, постепенно переходящих в глубоко-черные. Таким образом, картина состоит из чередования светлых полос, посылающих много света в глаз наблюдателя (максимумы), и темных полос, от которых к наблюдателю совсем не идет свет (минимумы).

В описанных опытах мы имеем дело с явлениями, аналогичными тем, которые были описаны в §§44, 45 и 46 и которые получили название интерференции волн. Там (см. §45) указывались условия, при которых наложение двух волн ведет к перераспределению энергии, т.е. к образованию областей максимумов и минимумов энергии. В наших оптических опытах мы также обнаруживаем перераспределение энергии, в результате которого вместо равномерной освещенности образуются темные области (минимумы) и области повышенной освещенности (максимумы). Другими словами, в наших опытах проявилась способность света к интерференции, т.е. обнаружился волновой характер световых явлений. То обстоятельство, что максимум для разных цветов приходится на различные места, показывает, что различным цветам соответствуют различные длины волн (см. §45). Мы в дальнейшем подробнее познакомимся с интерференционными явлениями в оптике и используем

их для точного определения длины световых волн; пока же ограничимся указанием, что длина эта меньше микрометра.

§ 67. Краткие сведения из истории оптики. Ответ на вопрос о природе световых волн был получен на основании длинного ряда наблюдений над особенностями световых явлении. При этом, как обычно бывает при развитии наших научных воззрений, представление о природе света менялось по мере того, как накапливались новые сведения и данные.

Волновые представления о природе света развивались еще в XVII веке X. Гюйгенсом и поддерживались на протяжении XVIII века Л. Эйлером, М. В. Ломоносовым и В. Франклином. Однако в течение всего этого периода наиболее обоснованными оставались корпускулярные представления о свете, в соответствии с которыми свет уподоблялся потоку быстро летящих частичек (И. Ньютон). Лишь в начале XIX века трудами О. Френеля и Т. Юнга была надежно обоснована волновая природа света (см. гл. XIII и XIV). При этом волны эти уподоблялись упругим волнам, сходным до известной степени с волнами, обусловливающими акустические явления. Однако две важные особенности отличают световые волны от звуковых.

Во-первых, свет распространяется через пространство, откуда удален воздух или другая среда, тогда как звук в вакууме распространяться не может (см. § 33). Распространение света в вакууме можно наблюдать в электрических лампочках накаливания, из баллона которых откачан воздух [1]). Другим доказательством способности света распространяться в вакууме являются наблюдения света Солнца и звезд, отделенных от нас огромными пространствами, содержащими в единице объема еще меньше вещества, чем самые совершенные вакуумные приборы.

По современным данным в межзвездном пространстве приходится в среднем около одного атома на 1 см^3, тогда как в наиболее тщательно откачанных вакуумных приборах заключено не менее 10^8 атомов или молекул в 1 см^3.

Во-вторых, отличительной особенностью световых волн по сравнению с волнами звуковыми является огромная скорость их распространения. Астрономические наблюдения над затмениями

[1]) В большинстве современных ламп накаливания баллон после тщательной откачки вновь наполняется каким-либо химически неактивным газом, например азотом. Это делается, однако, лишь для того, чтобы уменьшить распыление нити, т. е. удлинить срок службы лампы. Свет же от нити распространяется и в лампах с самой совершенной откачкой.

спутников Юпитера, выполненные Ремером (см. § 157), показали, что скорость распространения света в мировом пространстве близка к 300 000 км/с ($3 \cdot 10^8$ м/с). Такова же практически и скорость света в воздухе, где звук распространяется со скоростью, примерно в миллион раз меньшей.

Огромная скорость распространения света выделяла оптические явления из всех других, известных в первой четверти XIX века. Примерно полвека спустя Дж. Максвелл установил, исходя из теоретических соображений, что с такой именно скоростью должно распространяться всякое электромагнитное возмущение. Через некоторое время Г. Герц на опыте осуществил электромагнитные волны, скорость распространения которых действительно оказалась равной скорости распространения света.

Дальнейшими исследованиями и в первую очередь опытами П. Н. Лебедева, получившего самые короткие по тому времени электромагнитные волны (6 мм), было установлено, что все основные свойства электромагнитных волн совпадают со свойствами волн световых. Все эти важные факты привели к мысли, что *световые волны представляют собой электромагнитные волны*, отличающиеся от волн, обычно применяемых в радиотехнике, своей очень малой длиной (меньше микрометра) (см. § 58).

Электромагнитной природой световых волн объясняется испускание электронов освещенными металлами, т. е. так называемый фотоэлектрический эффект, о котором мы упоминали в томе II, § 9 и с которым подробнее познакомимся в гл. XXI. Существует и ряд других явлений, обнаруживающих связь между светом и электромагнитными процессами. Опираясь на всю совокупность экспериментальных и теоретических данных, мы можем считать установленным, что световые волны представляют собой электромагнитные волны. Светящиеся тела (например, Солнце) испускают электромагнитные (первичные) волны. Попадая на какое-нибудь тело, такая первичная волна вызывает вынужденные колебания его электронов, которые становятся источниками вторичных электромагнитных волн. Все многообразие световых явлений, все видимые нами окраски и очертания предметов представляют собой суперпозицию (наложение) первичных и вторичных волн. Как уже указывалось раньше, многие черты волновых явлений оказываются сходными для волновых процессов самой разнообразной природы. Поэтому и в дальнейшем, знакомясь с основными законами и понятиями оптики, мы воспользуемся сведениями о волнах, изложенными

в гл. IV, V и VI. Накопление новых экспериментальных данных привело в XX веке к заключению, что свет наряду с волновыми обладает и корпускулярными свойствами (кванты света или фотоны, § 184). В настоящее время квантовая теория объединяет волновые и корпускулярные представления о свете в единое целое, так же как она объединяет волновые и корпускулярные представления об электронах, атомах и других частицах (см. § 210).

Глава VIII. **ФОТОМЕТРИЯ И СВЕТОТЕХНИКА**

§ 68. Энергия излучения. Световой поток. В § 65 мы указывали уже, что разнообразные действия света обусловлены в первую очередь наличием определенной энергии излучения (световой энергии).

Непосредственное восприятие света обусловлено действием световой энергии, поглощенной чувствительными элементами глаза. То же имеет место и в любом приемнике, способном реагировать на свет, например в фотоэлементе, термоэлементе и фотопластинке. Вследствие этого измерения света сводятся к измерению световой энергии или к измерению величин, так или иначе с нею связанных. Отдел оптики, изучающий методы и приемы измерения световой энергии, называется *фотометрией*.

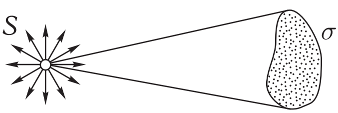


Рис. 154. Поток световой энергии, излучаемой источником S, проходит через площадку σ

Выделим мысленно на пути света, распространяющегося от какого-либо источника S (рис. 154), небольшую площадку σ. Через эту площадку за время t пройдет некоторая энергия излучения W. Для того чтобы измерить эту энергию, надо представить себе эту площадку в виде пленки, покрытой веществом, полностью поглощающим всю падающую на него энергию излучения, например сажей, и измерить поглощенную энергию по нагреванию этой пленки. Отношение

$$\Phi = W/t \tag{68.1}$$

показывает, какая энергия протекает через площадку за единицу времени, и называется *потоком излучения* (*мощностью излучения*) через площадку σ. Напомним, что мощность, переносимую световой волной через единичную площадку, называют *интенсивностью волны* (см. § 39).

Поток излучения оценивается в обычных единицах мощности, т. е. в ваттах, а интенсивность излучения — в ваттах на квадратный метр. Однако для восприятия и использования световой энергии исключительно важную роль играет глаз. Поэтому

наряду с энергетической оценкой света пользуются оценкой, основанной на непосредственном световом восприятии глаза. *Поток излучения, оцениваемый по зрительному ощущению, называется световым потоком.*

Таким образом, в световых измерениях используются две системы обозначений и две системы единиц; одна из них основана на энергетической оценке света, другая — на оценке света по зрительному ощущению.

Так как чувствительность глаза к свету разной длины волны (разного цвета) весьма различна, то энергетическая оценка света и оценка светового потока по зрительному ощущению могут существенно отличаться. Так, при одной и той же мощности излучения зрительное ощущение от лучей зеленого цвета будет примерно в 100 раз больше, чем от лучей красного или сине-фиолетового цвета. Поэтому для зрительной оценки световых потоков необходимо знать чувствительность глаза к свету различной длины волны или так называемую *кривую относительной спектральной чувствительности глаза*, изображенную на рис. 155. На этой кривой показана

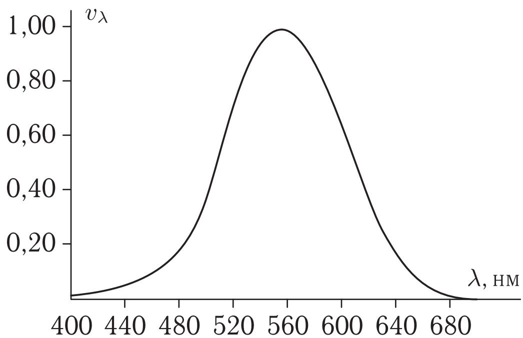


Рис. 155. Кривая относительной спектральной чувствительности глаза

относительная чувствительность v_λ человеческого глаза в зависимости от длины волны λ. Если чувствительность глаза для длины волны $\lambda = 555$ нм $= 5550$Å [1] (зеленый свет) принять за единицу, то для более длинных и более коротких волн чувствительность быстро уменьшается, как и показано на кривой. Так, для $\lambda = 510$ нм и для $\lambda = 610$ нм чувствительность будет равна 0,5 (т. е. уменьшается вдвое); для $\lambda = 470$ нм (голубой)

[1]) Значок Å обозначает длину, равную 10^{-10} м $= 0{,}1$ нм. Эта единица получила название ангстрем в честь шведского ученого К. Ангстрема (1814–1874).

и $\lambda = 650$ нм (оранжево-красный) чувствительность составит около 0,1; для $\lambda = 430$ нм (сине-фиолетовый) и $\lambda = 675$ нм (красный) — примерно 0,01 и т. д.

Кривые чувствительности глаза различных людей несколько различны, особенно в области малых чувствительностей. Кривая, приведенная на рис. 155, получена на основании многочисленных измерений; она характеризует чувствительность среднего нормального глаза и утверждена Международным комитетом по стандартам.

§ 69. Точечные источники света. Все вопросы, связанные с определением световых величин, особенно просто решаются в том случае, когда источник излучает свет равномерно во всех направлениях. Таким источником является, например, раскаленный металлический шарик. Подобный шарик посылает свет равномерно во все стороны; световой поток от него распределен р а в н о м е р н о по всем направлениям. Это означает, что действие источника на какой-либо приемник света будет зависеть только от р а с с т о я н и я между приемником и центром светящегося шарика и не будет зависеть от н а п р а в л е н и я радиуса, проведенного к приемнику из центра шарика.

Во многих случаях действие света изучается на расстоянии R, настолько превосходящем радиус r светящегося шарика, что размеры последнего можно не учитывать. Тогда можно считать, что излучение света происходит как бы из одной точки — центра светящегося шара. В подобных случаях источник света называется *точечным источником*.

Само собой разумеется, что точечный источник не является точкой в геометрическом смысле, а имеет, как и всякое физическое тело, конечные размеры. Источник излучения исчезающе малых размеров не имеет физического смысла, ибо такой источник должен был бы с единицы своей поверхности излучать бесконечно большую мощность, что невозможно.

Более того, источник, который мы можем считать точечным, не всегда должен быть м а л ы м. Дело не в абсолютных размерах источника, а в соотношении между его размерами и теми расстояниями от источника, на которых исследуется его действие. Так, для всех практических задач наилучшим образцом точечных источников являются звезды; хотя они имеют огромные размеры, расстояния от них до Земли во много раз превосходят эти размеры.

Необходимо также помнить, что прообразом точечного источника является р а в н о м е р н о светящийся шарик. Поэтому

источник света, посылающий свет неравномерно в разные стороны, не является точечным, хотя бы он был и очень маленьким по сравнению с расстоянием до точки наблюдения.

Определим более точно, что понимается под равномерным излучением света во все стороны. Для этого надо воспользоваться представлением о телесном угле Ω, который равен отношению площади поверхности σ, вырезанной на сфере конусом с вершиной в точке S, к квадрату радиуса r сферы (рис. 156):

$$\Omega = \sigma/r^2. \qquad (69.1)$$

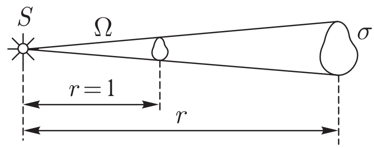


Рис. 156. Телесный угол Ω равен отношению площади поверхности σ, вырезанной на сфере конусом с вершиной в точке S, к квадрату радиуса r сферы: $\Omega = \sigma/r^2$

Это отношение не зависит от r, так как с ростом r вырезаемая конусом поверхность σ увеличивается пропорционально r^2. Если $r = 1$, то Ω численно равен σ, т. е. телесный угол измеряется поверхностью, вырезанной конусом на сфере единичного радиуса. Единицей телесного угла является стерадиан [1] (ср) — телесный угол, которому на сфере единичного радиуса соответствует поверхность с площадью, равной единице. Телесный угол, охватывающий все пространство вокруг источника, равен 4π ср, ибо площадь полной поверхности сферы единичного радиуса есть 4π.

Полное излучение какого-либо источника распределяется в телесном угле 4π ср. Излучение называется *равномерным* или *изотропным*, если в одинаковые телесные углы, выделенные по любому направлению, излучается одинаковая мощность. Конечно, чем меньше телесные углы, в которых мы производим сравнение мощности, излучаемой источником, тем с большей точностью мы проверяем равномерность излучения.

Итак, точечным источником является источник, размеры которого малы по сравнению с расстоянием до места наблюдения и который посылает световой поток равномерно во все стороны.

§ 70. Сила света и освещенность. Полный световой поток характеризует излучение, которое распространяется от источника по всем направлениям. Для практических же целей

[1] Стерадиан — пространственный радиан. Он, как видно из текста, определяется совершенно аналогично радиану, являющемуся единицей угла на плоскости.

часто важнее знать не полный световой поток, а тот поток, который идет по определенному направлению или падает на определенную площадку. Так, например, автомобилисту важно получить достаточно большой световой поток в сравнительно узком телесном угле, внутри которого находится небольшой участок шоссе. Для работающего за письменным столом важен тот поток, который освещает стол или даже часть стола, тетрадь или книгу, т. е. поток, приходящийся на некоторую площадь. В соответствии с этим установлены два вспомогательных понятия — *сила света* (I) и *освещенность* (E).

Силой света называют световой поток, рассчитанный на телесный угол, равный стерадиану, т. е. отношение светового потока Φ, заключенного внутри телесного угла Ω, к этому углу:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}. \tag{70.1}$$

Освещенность же есть световой поток, рассчитанный на единицу площади, т. е. отношение светового потока Φ, падающего на площадь σ, к этой площади:

$$E = \frac{\Phi}{\sigma}. \tag{70.2}$$

Понятно, что формулы (70.1) и (70.2) определяют с р е д н ю ю силу света и с р е д н ю ю освещенность. Они будут тем ближе к истинным, чем равномернее поток или чем меньше Ω и σ.

Очевидно, что с помощью источника, посылающего определенный световой поток, мы можем осуществить весьма разнообразную силу света и весьма разнообразную освещенность. Действительно, если направить весь поток или большую его часть внутрь малого телесного угла, то в направлении, выделенном этим углом, можно получить очень большую силу света. Так, например, в п р о ж е к т о р а х удается сосредоточить бо́льшую часть потока, посылаемого электрической дугой, в очень малом телесном угле и получить в соответствующем направлении огромную силу света. В меньшей степени той же цели достигают с помощью автомобильных фар. Если сконцентрировать с помощью отражателей или линз световой поток от какого-либо источника на небольшой площади, то можно достигнуть большой освещенности. Так поступают, например, стремясь сильно осветить препарат, рассматриваемый в микроскоп; аналогичное назначение выполняет рефлектор лампы, обеспечивающий хорошую освещенность рабочего места.

Согласно формуле (70.1) световой поток Φ равен произведению силы света I на телесный угол Ω, в котором он распространяется:

$$\Phi = I\Omega.$$

Если телесный угол $\Omega = 0$, т. е. лучи строго параллельны, то световой поток также равен нулю. Это означает, что строго параллельный пучок световых лучей не несет никакой энергии, т. е. не имеет физического смысла, — ни в одном реальном опыте не может быть осуществлен строго параллельный пучок. Это — чисто геометрическое понятие. Тем не менее параллельными пучками лучей очень широко пользуются в оптике. Дело в том, что небольшие отступления от параллельности световых лучей, имеющие с энергетической точки зрения принципиальное значение, в вопросах, связанных с прохождением световых лучей через оптические системы, практически не играют никакой роли. Например, углы, под которыми лучи от удаленной звезды попадают в наш глаз или телескоп, настолько малы, что они даже не могут быть измерены существующими методами; практически эти лучи не отличаются от параллельных. Однако эти углы все же не равны нулю, и именно благодаря этому мы и видим звезду. В последнее время световые пучки с очень острой направленностью, т. е. с очень малой расходимостью световых лучей, получают при помощи лазеров (см. § 205). Однако и в этом случае углы между лучами имеют конечное значение.

§ 71. Законы освещенности. Как показывают формулы (70.1) и (70.2), величины E и I связаны между собой.

Пусть точечный источник S освещает небольшую площадку σ, расположенную на расстоянии R от источника (рис. 157).

Построим телесный угол Ω, вершина которого лежит в точке S и который опирается на края площадки σ. Он равен σ/R^2. Поток, посылаемый источником в этот телесный угол, обозначим через Φ. Тогда сила света $I = \Phi/\Omega = \Phi \cdot R^2/\sigma$, освещенность $E = \Phi/\sigma$. Отсюда

$$E = I/R^2, \tag{71.1}$$

т. е. *освещенность площадки равна силе света, деленной на квадрат расстояния до точечного источника*. Сравнивая освещенности площадок, расположенных на разных расстояниях R_1, R_2 от точечного источника, найдем $E_1 = I/R_1^2$, $E_2 = I/R_2^2$ и т. д., или

$$E_1/E_2 = R_2^2/R_1^2, \tag{71.2}$$

т. е. освещенность обратно пропорциональна квадрату расстояния от площадки до точечного источника. Это так называемый *закон обратных квадратов*.

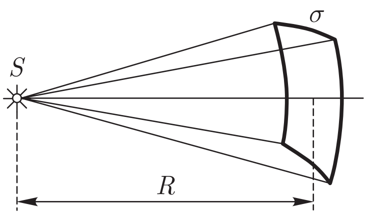


Рис. 157. Освещенность площадки σ, перпендикулярной к оси светового потока, определяется силой света и расстоянием R от точечного источника S до площадки

Если бы площадка σ была расположена не перпендикулярно к оси потока, а повернута на угол α, то она имела бы размеры $\sigma = \sigma_0/\cos\alpha$ (рис. 158), где σ_0 — площадка, пересекающая тот же телесный угол перпендикулярно к оси пучка, так что $\Omega = \sigma_0/R^2$. Мы предполагаем площадки σ и σ_0 настолько малыми и столь удаленными от источника, что для всех точек этих площадок расстояние до источника может считаться одинаковым (R) и лучи во всех точках составляют с перпендикуляром к площадке σ один и тот же угол α (*угол падения*).

В таком случае освещенность площадки σ есть

$$E = \frac{\Phi}{\sigma} = \frac{\Phi \cdot \cos\alpha}{\sigma_0} = \frac{\Phi\cos\alpha}{\Omega \cdot R^2} = \frac{I\cos\alpha}{R^2}. \qquad (71.3)$$

Итак, освещенность, создаваемая точечным источником на некоторой площадке, равна *силе света, умноженной на косинус угла падения света на площадку и деленной на квадрат расстояния до источника*.

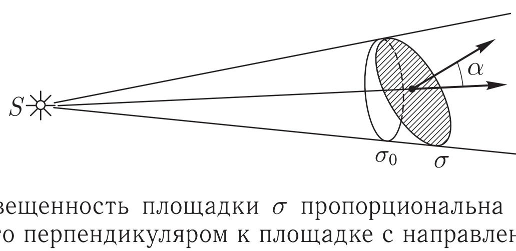


Рис. 158. Освещенность площадки σ пропорциональна косинусу угла α, образуемого перпендикуляром к площадке с направлением светового потока

Закон обратных квадратов соблюдается вполне строго для т о ч е ч н ы х источников. Если же размеры источника не очень малы по сравнению с расстоянием до освещаемой поверхности, то соотношение (71.1) не верно и освещенность убывает медленнее, чем по закону $1/R^2$; в частности, если размеры светящейся поверхности велики по сравнению с R, то освещенность практи-

чески не меняется при изменении R. Чем меньше размеры источника d по сравнению с R, тем лучше выполняется закон обратных квадратов. Так, при соотношении $\frac{d}{R} \leqslant \frac{1}{10}$ расчеты изменения освещенности по формуле (71.1) дают вполне хорошее согласие с наблюдением. Таким образом, закон обратных квадратов можно считать практически выполняющимся, если размеры источника не превышают 0,1 расстояния до освещаемой поверхности.

Освещенность поверхности, как видно из формулы (71.3), зависит, кроме того, от угла, под которым падают на эту поверхность световые лучи.

§ 72. Единицы световых величин. В системе световых единиц за исходную величину принята е д и н и ц а с и л ы с в е т а. Эта единица имеет условный характер: в качестве единицы силы света принята сила света некоторого эталонного источника. Таким источником, дающим силу света $I = 1$, вначале условились считать пламя свечи, изготовленной строго стандартным образом. Однако этот эталонный источник оказался мало удобным, так как даваемая им сила света несколько изменяется по мере образования «нагара» и, кроме того, зависит от температуры и влажности воздуха. Для установления эталона силы света было предложено много других источников, в частности эталонные электрические лампы накаливания, образцы которых хранятся в крупных государственных измерительных лабораториях и контролируются взаимными сравнениями.

Единица силы света называется *канделой* (кд) — от латинского слова candela, что означает свеча. Кандела равна силе света в заданном направлении источника, испускающего излучение частоты $540 \cdot 10^{12}$ Гц (длина волны в вакууме 555 нм), энергетическая сила света которого в этом направлении составляет 1/683 Вт/ср. Кандела является одной из основных единиц Международной системы единиц (СИ).

Эталоны в виде электрических ламп не являются достаточно постоянными и в случае их порчи не могут быть точно воспроизведены. Поэтому международным соглашением введен новый эталон, который можно точно воспроизвести. Он представляет собой специально устроенный сосуд, в котором расплавляется химически чистая платина; в платину вставлена тугоплавкая узкая трубочка, раскаляемая до температуры платины. Свет испускается внутренней полостью трубочки через ее открытый конец. При затвердевании чистой платины температура ее имеет строго определенное значение, равное 2042 К. Сила света, излучаемого при этой температуре в направлении оси трубочки

с поверхности, равной $1/60\pi$ см^2, будет строго определенной. *Эта сила света равна одной канделе.*

За единицу светового потока принят *люмен* (обозначается лм). Люмен есть световой поток, испускаемый точечным источником, сила света которого равна 1 кд, внутри единичного телесного угла (т. е. угла, равного 1 ср). Для излучения, соответствующего максимуму спектральной чувствительности глаза ($\lambda = 555$ нм), световой поток равен 683 люменам, если энергетическая сила света равна 1 Вт/ср.

За единицу освещенности принимается освещенность такой поверхности, на 1 м^2 которой падает световой поток 1 лм, равномерно распределенный по площадке. Эта единица освещенности называется *люкс* (лк). Освещенность 1 лк получается на поверхности сферы радиуса 1 м, если в центре сферы помещен точечный источник, сила света которого равна 1 кд. Приведем значения освещенности для некоторых типичных случаев (табл. 1).

Таблица 1. Освещенность (в люксах) в некоторых типичных случаях

Освещенность	под прямыми солнечными лучами в полдень (средние широты)	100 000
»	при киносъемке в ателье	10 000
»	на открытом месте в пасмурный день	1 000
»	в светлой комнате не очень далеко от окна	100
»	на рабочем столе для тонких работ	100–200
»	необходимая для чтения	30–50
»	на экране кинотеатра	20–80
»	от полной Луны	0,2
»	от ночного неба в безлунную ночь	0,0003

С открытием лазеров, обладающих высокой интенсивностью, появилась возможность создавать значительно большие освещенности, правда, в течение очень малых промежутков времени. Существенную роль играет то свойство лазеров, что они дают излучение с малой расходимостью светового пучка. Благодаря этому все излучение лазера практически можно собрать в пятнышко с площадью около 10^{-6} см^2. Небольшой лазер с полной энергией 0,1 Дж за вспышку, длящуюся 10^{-8} с, создает в пределах такого пятнышка в течение вспышки «чудовищно» большую плотность мощности 10^{13} Вт/см^2 или 10 тераватт/см^2

(ТВт/см^2) [1]. Заметим, что мощность всех электростанций на Земле составляет примерно 1 ТВт. Легко подсчитать, что освещенность, создаваемая таким лазером в пределах небольшого пятнышка, для света с длиной волны $\lambda = 555$ нм составляет примерно 10^{20} лк, т. е. почти в 10^{15} раз выше, чем максимальная освещенность, даваемая Солнцем.

§ 73. Яркость источников. До сих пор мы рассматривали только точечные источники света. В действительности источники обычно являются протяженными, т. е., рассматривая их с заданного расстояния, мы различаем их форму и размеры. Для характеристики протяженных источников, даже в том простейшем случае, когда они представляют собой равномерно светящиеся шарики, недостаточно одной только величины — силы света. Действительно, представим себе два светящихся шарика, испускающих свет равномерно во все стороны и имеющих одинаковую силу света, но разный диаметр. Освещенность, создаваемая каждым из этих шариков на одинаковом расстоянии от их центра, будет одинакова. Однако по своему виду эти шарики будут представлять сильно различающиеся источники света: маленький шарик оказывается более ярким, чем большой. Это происходит вследствие того, что при одинаковой силе света излучающая поверхность одного шарика больше, чем второго, и, следовательно, сила света, испускаемого с единицы площади источника, в том и другом случаях различна. Отметим, что когда мы рассматриваем какой-либо источник света, для нас имеет значение не площадь самой излучающей поверхности, а размеры видимой поверхности, т. е. проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную к направлению наблюдения (рис. 159).

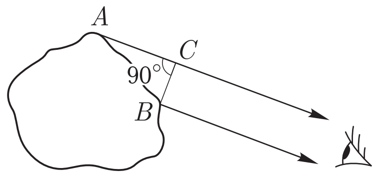


Рис. 159. Соотношение между действительной излучающей поверхностью (AB) и поверхностью, видимой по данному направлению (BC)

Итак, мы приходим к выводу, что для характеристики свойств протяженного источника света нужно знать *силу света, рассчитанную на единицу площади видимой поверхности источника*. Эта световая величина называется *яркостью* источника; мы будем ее обозначать буквой L. Если источник имеет силу

[1] Приставка тера образована от греческого слова «терас» — чудовище.

света I и площадь видимой светящейся поверхности его есть σ, то яркость этого источника равна

$$L = \frac{I}{\sigma}. \tag{73.1}$$

Пользуясь формулой (70.1), имеем также

$$L = \frac{\Phi}{\Omega\sigma}, \tag{73.2}$$

т. е. можно сказать, что *яркость источника равна световому потоку, испускаемому с единицы площади видимой поверхности источника внутри единичного телесного угла.*

Яркость одних участков поверхности источника может отличаться от яркости других участков. Например, различные участки пламени свечи, лампы и т. п. имеют сильно различающиеся яркости. Кроме того, яркость зависит от направления, в котором происходит излучение источника. Это связано с тем, что сила света многих источников зависит от направления. Например, электрическая дуга по некоторым направлениям совсем не посылает света (рис. 160).

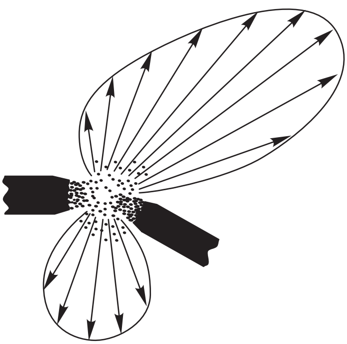


Рис. 160. Яркость электрической дуги, пропорциональная длине стрелок на рисунке, зависит от направления излучения

Итак, яркость может служить для характеристики излучения какого-либо участка поверхности источника в заданном направлении. Вместе с тем яркость имеет большое значение в силу того, что, как мы увидим ниже, это — та световая величина, на которую непосредственно реагирует глаз.

Единицей яркости является *кандела на квадратный метр*. Такой яркостью обладает светящаяся площадка, дающая с каждого квадратного метра силу света, равную 1 кд в направлении, перпендикулярном к площадке.

Характеристики яркости различных светящихся тел приведены в табл. 2.

Источники света с большой яркостью (свыше $1{,}6 \times 10^5$ кд/м^2) вызывают болезненное ощущение в глазу. Для того чтобы глаз не подвергался действию яркого света источников, применяют различные приспособления. Так, например, рассматривание раскаленной спирали лампы накаливания вредно

Таблица 2. Яркость некоторых источников света (в кд/м^2)

Яркость Солнца		$1{,}5 \cdot 10^9$
»	капилляра ртутной дуги сверхвысокого давления	$1{,}2 \cdot 10^9$–$1{,}5 \cdot 10^9$
»	кратера угольной дуги	$1{,}5 \cdot 10^8$
»	металлического волоска лампы накаливания	$1{,}5 \cdot 10^6$–$2 \cdot 10^6$
»	пламени керосиновой лампы	$1{,}5 \cdot 10^4$
»	пламени стеариновой свечи	$0{,}5 \cdot 10^4$
»	ночного безлунного неба	10^{-4}
Наименьшая различимая глазом яркость		10^{-6}

и даже болезненно для глаза. Если же колба лампочки сделана из матового или молочного стекла или прикрыта арматурой в виде матового шара, то излучаемый ею световой поток исходит с бóльшей поверхности. Благодаря этому яркость падает, тогда как световой поток практически не изменяется и, следовательно, освещенность, создаваемая лампой, также остается неизменной.

§ 74. Задачи светотехники. После того как мы познакомились с основными световыми величинами, характеризующими источники света и освещаемые поверхности, мы можем перейти к рассмотрению одной из важнейших практических задач — расчету и осуществлению рационального освещения жилых и производственных помещений, а также общественных мест, где протекает жизнь и деятельность человека.

Раздел физики и техники, занятый решением этой задачи, носит название *светотехники*. В нем исследуются вопросы правильного использования дневного света в помещениях, что достигается расчетом размеров и рационального расположения окон; другой, особенно важной и трудной задачей светотехники является расчет установок искусственного света, создающих необходимое освещение при наименьших затратах энергии и средств. При огромном общем потреблении в СССР электроэнергии для осветительных целей вопросы рационального освещения имеют крупное народнохозяйственное значение. Для проектирования освещения в СССР изданы правила и нормы, имеющие обязательный характер.

Правильно устроенное освещение обеспечивает спокойную и продуктивную работу глаз. Вследствие этого при благоприят-

ном освещении растет производительность труда и улучшается качество продукции; вместе с тем сохраняется зрение работающих, соблюдается общая гигиена труда, уменьшается число несчастных случаев.

Для целей освещения применяются разнообразные осветительные приборы, состоящие из источника света (лампы) и осветительной арматуры. Осветительные системы различного вида не могут увеличить полный световой поток, который является величиной, характеризующей излучающий источник. Однако они играют большую роль в перераспределении светового потока и концентрации его в нужном направлении. Таким путем достигается увеличение силы света по нужному направлению с соответственным уменьшением ее в других направлениях.

Другой важной задачей, с которой часто приходится сталкиваться в светотехнике, является создание равномерной освещенности на больших площадях.

Ниже мы рассмотрим кратко способы, при помощи которых решается каждая из этих задач.

§ 75. Приспособления для концентрации светового потока. Весьма сильная концентрация светового потока по заданному направлению может быть получена с помощью зеркал определенной формы, употребляемых в прожекторах — осветительных приборах, предназначенных для освещения удаленных предметов. Обычно применяются зеркала, имеющие в любом продольном сечении вид параболы (рис. 161). Линия AB носит название оси параболы, а точка F — ее фокуса. Сама поверхность называется *параболоидом*, ось, общая всем параболическим сечениям, — *осью* параболоида, а F — его *фокусом*. Геометрические свойства параболоида таковы, что луч, выходящий из фокуса F, отразившись в любой точке поверхности, получает направление, параллельное оси параболоида. Если бы мы поместили точечный источник света в фокусе параболоида, то мы получили бы параллельный пучок света с поперечным сечением, равным отверстию зеркала. Но так как

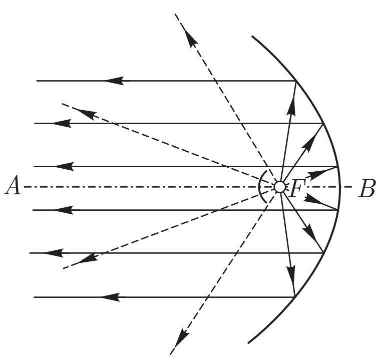


Рис. 161. Продольное сечение зеркала прожектора

любой источник имеет конечные, хотя бы и очень малые, размеры, то можно получить пучок лучей лишь более или менее близкий к параллельному.

Для того чтобы лучи, выходящие из прожектора, расходились под малым углом, т. е. были по возможности ближе к параллельным, источник света, находящийся в фокусе прожектора, должен быть по возможности маленьким. Вполне понятно, что источник света должен быть весьма ярким.

Расходимость пучка лучей, полученного от дуговой лампы и зеркала диаметра 2 м, составляет примерно 1 угловой градус. Оптические квантовые генераторы, или лазеры, дают значительно более узкие пучки световых лучей. С помощью лазеров с сечением пучка порядка 1 $см^2$ удается получить пучки лучей с расходимостью всего несколько угловых минут. Благодаря этому была осуществлена световая локация Луны: участок поверхности Луны был освещен при помощи лазера с такой яркостью, что отраженный луч можно было зарегистрировать чувствительным приемником излучения.

§ 76. Отражающие и рассеивающие тела. Наряду с задачей концентрации светового потока нередко возникает потребность распределения этого потока на большую площадь с целью создания равномерной и умеренной освещенности. Для этой цели обычно заставляют световой поток отражаться и рассеиваться соответствующими поверхностями. Однако надо считаться с тем, что при этом лишь часть светового потока о т р а ж а е т с я или п р о п у с к а е т с я телом, часть же неминуемо п о г л о щ а е т с я.

Тот факт, что мы в и д и м тела, связан с тем, что они различным образом отражают, преломляют и поглощают падающий на них свет. Если некоторое тело отражает свет сильнее, чем окружающие его тела́, то оно представляется нам светлым на темном фоне. Если же тело отражает меньше света, чем окружающие его тела, то оно будет казаться нам темным. Например, белая бумага отражает свет сильнее, чем серый картон, и кусочек картона на листе бумаги кажется нам темным. Этот же кусочек картона, если его положить на черный бархат (очень слабо отражающее тело), кажется нам светлым. Тело, отражающее свет так же, как и окружающий фон, сливается с этим фоном.

Прозрачные тела мы видим частично в отраженном, частично в прошедшем через них свете. Рассматривая, например, такой, казалось бы, простой предмет, как граненая стеклянная пробка от графина, мы имеем дело с рядом сложных явлений: свет

частично отражается от граней пробки или рассеивается, если ее грани матированы; часть света проходит сквозь пробку, преломляясь на ее поверхности. Если вполне прозрачное тело погрузить в жидкость с тем же показателем преломления, как у данного тела, то оно станет невидимым, так как световые лучи пройдут через него, не изменяя ни своего направления, ни интенсивности.

Поглощение света ведет к потерям в световом потоке, энергия которого расходуется при этом главным образом на нагревание поглощающего тела. Как правило, стремятся избегать поглощения светового потока; иногда, впрочем, бывает необходимо обеспечить темный фон или устранить световые потоки нежелательного направления; при этом прибегают к сильно поглощающим покрытиям (например, чернение некоторых поверхностей внутри оптических приборов). Поглощение характеризуется *коэффициентом поглощения* α, равным отношению светового потока Φ_α, поглощенного телом, к световому потоку Φ_i, падающему на тело:

$$\alpha = \Phi_\alpha / \Phi_i. \tag{76.1}$$

Отражение светового потока оценивается *коэффициентом отражения* ρ, показывающим отношение отраженного потока Φ_ρ к падающему Φ_i, т. е.

$$\rho = \Phi_\rho / \Phi_i. \tag{76.2}$$

Наконец, для характеристики пропускания света служит *коэффициент пропускания* τ, равный отношению пропущенного телом светового потока Φ_τ к падающему Φ_i, т. е.

$$\tau = \Phi_\tau / \Phi_i. \tag{76.3}$$

По закону сохранения энергии имеем

$$\Phi_i = \Phi_\alpha + \Phi_\rho + \Phi_\tau,$$

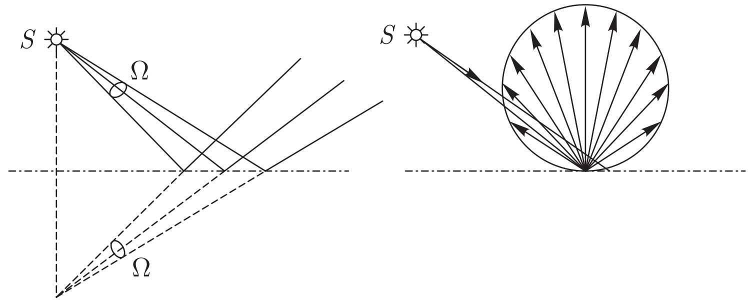
откуда на основании (76.1), (76.2) и (76.3) следует

$$\alpha + \rho + \tau = 1. \tag{76.4}$$

Итак, *сумма коэффициентов поглощения, отражения и пропускания равна единице*. Коэффициенты α, ρ, τ зависят обычно от цвета (длины волны) света.

Как при отражении, так и при пропускании светового потока следует различать *направленное и диффузное* (рассеянное) отражение и пропускание.

При зеркальном отражении от плоской поверхности телесный угол светового потока не изменяется (рис. 162, *а, в*). При рассе-



а *б*

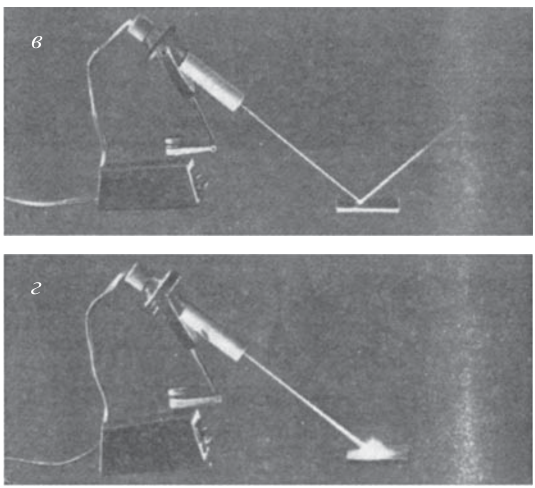


Рис. 162. Отражение светового потока от плоской поверхности: *а*) направленное отражение; *б*) диффузное отражение; диаграмма *б*) не изменяется при изменении угла падения первичного пучка; *в*) направленное (зеркальное) отражение; параллельный пучок света, падающий на полированную металлическую поверхность, создает резко очерченный отраженный луч; *г*) диффузное отражение; при падении параллельного пучка световых лучей на белую бумагу свет отражается по всем направлениям

янном отражении происходит увеличение телесного угла, в котором распространяется световой поток (рис. 162, *б, г*). Увеличение может быть более или менее значительным в зависимости от свойств рассеивающей поверхности. Аналогично, н а п р а в л е н н о е   п р о п у с к а н и е характеризуется сохранением телесного угла при прохождении потока сквозь тело, например прохождении света через плоскопараллельную пластинку (рис. 163, *а*).

В противоположность этому диффузное пропускание сопровождается более или менее значительным увеличением телесного угла светового потока. Примером диффузно отражающей поверхности может служить матовая бумага; примером диффузно пропускающего материала — так называемые молочные стекла. Матовое стекло является одновременно и диффузным отражателем и диффузно пропускающей средой.

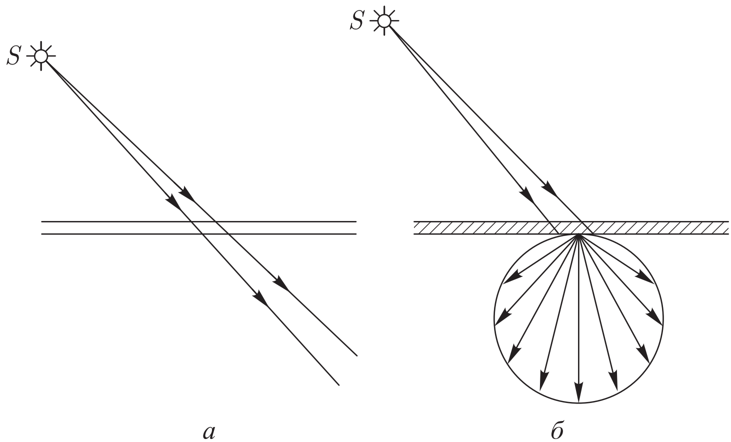


Рис. 163. Пропускание света плоскопараллельной пластинкой: *а*) направленное пропускание; *б*) диффузное пропускание. Диаграмма *б*) не меняется при изменении угла падения первичного пучка

Рассеивающие свойства поверхности характеризуются диаграммами, подобными изображенным на рис. 162, *б* и 163, *б*, где длины стрелок показывают, какая часть света рассеивается в том или ином направлении. Диффузно отражающие поверхности могут различаться также и по коэффициенту отражения, который для таких поверхностей обычно называют *альбедо*. Так, белая бумага для рисования имеет альбедо около 0,70–0,80. Очень высокое альбедо — около 0,95 — имеют поверхности, покрытые окисью магния (белый порошок, получающийся при сжигании металлического магния). Наоборот, очень малым альбедо обладает черный бархат — от 0,01 до 0,002.

При наблюдении земной поверхности с самолета и особенно при аэрофотосъемке большое значение имеет альбедо земных покровов и его зависимость от цвета (длины волны). Различные почвы имеют альбедо от 0,2 до 0,4, причем бо́льшие значения соответствуют области оранжево-красного цвета; пески мало отражают (около 0,1) в фиолетовой области, особенно важной при фотосъемке, но их альбедо в красной части повышается до 0,5. Трава и листья имеют альбедо до

0,50 в желто-зеленой части (особенно к осени); очень велико альбедо снега, достигающее 0,85 для всех цветов.

§ 77. Яркость освещенных поверхностей. Экраны кинотеатров и аудиторий, окрашенные потолки, стены, декорации и т. д. представляют собой диффузно отражающие поверхности.

Такого рода поверхности при освещении играют роль протяженных источников с большими поверхностями и обычно с умеренной яркостью. В этом смысле они удачно дополняют мало протяженные самосветящиеся источники (лампы накаливания, газосветные лампы, свечи и т. п.), которые обычно обладают небольшими поверхностями и большими яркостями.

Яркость такой освещенной поверхности будет, очевидно, *пропорциональна ее освещенности*. Действительно, чем больше освещенность, т. е. чем больший световой поток падает на единицу поверхности, тем больше будет и поток, отраженный этой поверхностью, а следовательно, и яркость освещенной поверхности.

Яркость освещенной поверхности будет, кроме того, тем больше, чем больше ее альбедо, т. е. чем большая часть падающего на поверхность потока рассеивается ею. Таким образом, яркость освещенной поверхности L должна быть пропорциональна произведению освещенности E на альбедо ρ, т. е. $L \sim \rho \cdot E$. В зависимости от диаграммы рассеяния яркость по разным направлениям может быть различна, и вычисление ее представляет очень сложную задачу. Задача эта упрощается, если поверхность рассеивает свет равномерно по всем направлениям. В таком случае и яркость по всем направлениям будет одинаковой и равной

$$L = \rho \cdot E/\pi. \tag{77.1}$$

Если освещенность E выражается в люксах, то яркость получится в канделах на квадратный метр.

Найдем, например, яркость киноэкрана, если его коэффициент отражения $\rho = 0{,}75$, а освещенность равна 50 лк. Пользуясь формулой (77.1), имеем

$$L = \frac{0{,}75 \cdot 50}{\pi} \approx 12 \text{ кд/м}^2.$$

Приведем значения яркости освещенных поверхностей (табл. 3), с которыми часто приходится встречаться в жизни.

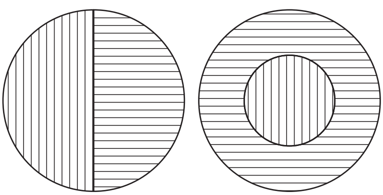
§ 78. Световые измерения и измерительные приборы. Измерение световых величин может производиться непосредственно с помощью глаза (визуальные методы) или с помощью фотоэлемента, или термостолбика (объективные методы). Приборы, служащие для измерения световых величин, называются *фотометрами*.

Таблица 3. Яркость некоторых освещенных поверхностей (в кд/м^2)

Яркость	экрана в кинотеатре	от 5 до 20
»	листа белой бумаги при освещенности, достаточной для письма (30–50 лк)	от 10 до 15
»	снега под прямыми лучами Солнца	3000
»	поверхности Луны	2500

Визуальные методы основаны на свойстве глаза очень хорошо устанавливать равенство яркостей двух смежных поверхностей. В то же время с помощью глаза очень трудно оценить, во сколько раз яркость одной поверхности больше яркости второй. Поэтому во всех визуальных фотометрах роль глаза сводится к установлению равенства яркостей двух смежных площадок, освещаемых сравниваемыми источниками.

Так как сравниваемые поверхности делаются диффузно отражающими, то равенство их яркостей соответствует, согласно сказанному в предыдущем параграфе, равенству освещенностей. Освещенность площадки, на которую падает свет от более сильного источника, ослабляется тем или иным способом в известное число раз. Установив равенство освещенностей обеих площадок и зная, во сколько раз ослаблен свет одного из источников, мы можем количественно сравнить силы света обоих источников. Таким образом, во всяком фотометре должны быть два смежных световых поля, одно из которых освещено только одним источником, второе — только другим. Вид сравниваемых полей может быть различен. В большинстве случаев они имеют форму двух смежных полукругов (рис. 164, *а*) или двух концентрических кругов (рис. 164, *б*). Оба сравниваемых поля должны освещаться каждое своим источником под одним и тем же углом; глаз наблюдателя также должен рассматривать оба поля под одинаковыми углами зрения.



а *б*

Рис. 164. Вид сравниваемых полей в фотометре

На рис. 165 показано устройство одного из простейших фотометров. Свет от сравниваемых источников S_1 и S_2 падает на белые грани призмы ABC, помещенной внутри зачерненной трубки. Глаз наблюдателя рассматривает призму по направлению CO.

Простой фотометр был предложен немецким физиком и химиком Робертом Бунзеном (1811–1899). В этом фотометре световое поле представляет собой экран из белой бумаги, в середине которого небольшая часть поверхности промаслена и благодаря этому просвечивает. Масляное пятно должно иметь резкие края. Два источника света помещаются по обе стороны от экрана и путем ослабления одного из них добиваются, чтобы масляное пятно и остальная часть экрана сделались одинаково яркими. На этом принципе «просвечивающего участка» построены многие более совершенные фотометры.

Для того чтобы получить одинаковую освещенность обеих площадок фотометра, наиболее простым средством является изменение расстояний сравниваемых источников от фотометра при условии применимости закона обратных квадратов (см. § 71). Как мы знаем, освещенность площадки пропорциональна силе света источника и обратно пропорциональна квадрату его расстояния от площадки. Если освещенности обеих площадок фотометра одинаковы, то

$$\frac{I_1}{R_1^2} = \frac{I_2}{R_2^2},$$

где I_1 и I_2 — силы света, а R_1, R_2 — расстояния от источников до фотометра. Измерив R_1 и R_2, мы можем сказать, во сколько раз сила света одного источника больше или меньше силы света другого. Этот способ имеет тот недостаток, что варьировать расстояния R_1 и R_2 практически можно лишь в не очень широких пределах.

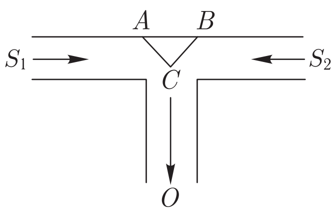


Рис. 165. Устройство простейшего фотометра

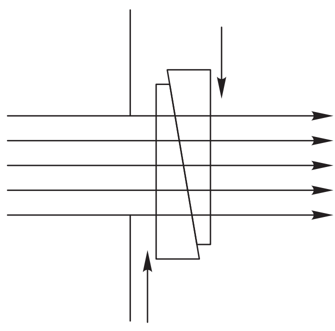


Рис. 166. Устройство для ослабления светового потока, обеспечивающее прохождение лучей без отклонения

Другой способ ослабления светового потока от одного из источников состоит в том, что на пути его вводится поглощающее тело, представляющее собой два скользящих друг относительно друга клина, сделанных из материала, поглощающего свет (рис. 166). Передвигая их, мы изменяем толщину поглощающего слоя и тем самым изменяем степень поглощения светового потока. Предварительно производится

градуирование ослабителя: устанавливается, насколько меняется поглощение при смещении клина на определенное расстояние.

Существуют фотометры, приспособленные для непосредственного измерения освещенности; такие фотометры называются *люксметрами*.

В *фотометрах* воспринимающим свет устройством является *фотоэлемент*. Под действием света фотоэлемент дает электрический ток тем больший, чем больше освещенность фотоэлемента, конечно, при условии, что вся поверхность фотоэлемента равномерно освещена. Таким образом, измерение освещенности с помощью объективного фотометра сводится к измерению тока, протекающего через гальванометр, соединенный с фотоэлементом (подробнее см. § 181).

На рис. 167 представлен схематически *люксметр*. Он состоит из фотоэлемента *1*, соединенного с помощью шнура с гальванометром *2*. Шкала гальванометра градуирована непосредственно в люксах. Для измерения освещенности с помощью этого прибора достаточно положить фотоэлемент на поверхность, освещенность которой хотят определить, и сделать отсчет по шкале. Фотоэлектрические люксметры очень удобны в работе и позволяют быстро и без утомления проводить измерения.

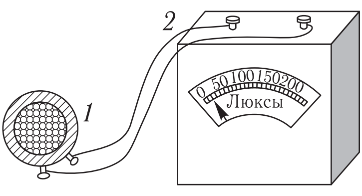


Рис. 167. Люксметр: *1* — фотоэлемент, *2* — гальванометр со шкалой, градуированной в люксах

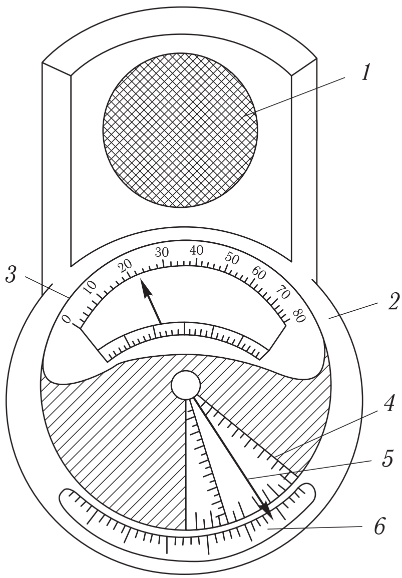


Рис. 168. Экспонометр: *1* — фотоэлемент, *2* — гальванометр, *3* — шкала времени экспозиции, *4* — шкала чувствительности фотоматериалов, *5* — указатель, *6* — шкала диаметра диафрагмы

Нередко фотоэлемент и гальванометр заключают в общий футляр. Подобные люксметры применяются фотолюбителями для определения освещенности фотографируемого объекта и, следовательно, для правильного выбора времени экспозиции; их называют поэтому экспонометрами (рис. 168). Шкала гальванометра экспонометра, проградуированная в продолжительностях экспозиции, нанесена на полуокружности вращающегося кольца *3*. На секторе *4*, вращающемся вместе с кольцом *3*, нанесены деления, соответствующие чувствительности применяемых фотоматериалов. Указатель *5* устанавливается на деление неподвижной шкалы *6*, соответствующее диаметру применяемой при съемке диафрагмы; затем кольцо *3* вращается до совпадения с указателем *5* нужного деления на секторе *6*. Тогда стрелка гальванометра указывает экспозицию, нужную для съемки с выбранной диафрагмой при данных фотоматериалах.

? **1.** Во сколько раз мощность синего излучения 460 нм должна быть больше мощности зелено-желтого (максимум чувствительности глаза), чтобы зрительное ощущение было одинаково?

2. При больших размерах источника для расчета освещенности нельзя пользоваться законом обратных квадратов. Однако мы можем мысленно разбить всю поверхность большого источника на столь малые участки, чтобы для каждого из них закон обратных квадратов был применим. Почему же этот прием расчета освещенности неприменим для всего источника в целом?

3. В тексте указано, что параллельный пучок не может быть реализован на опыте. Что мы имеем в виду, когда говорим, что основным свойством линзы считается получение с ее помощью параллельного пучка, если источник расположен в фокусе линзы?

4. Какой световой поток падает на поверхность, площадь которой 100 см^2, в ясный солнечный полдень, когда освещенность достигает 100 000 лк?

5. На поверхность, площадь которой 4 м^2, падает световой поток, равный 10 000 лм. Найдите освещенность этой поверхности.

6. Сила света точечного источника равна 100 кд. Найдите полный световой поток, испускаемый этим источником, и освещенность поверхности, перпендикулярной к направлению лучей, находящейся на расстоянии 3 м от источника.

7. В известном романе А. Толстого «Гиперболоид инженера Гарина» описан прибор огромной разрушающей силы, основанный на концентрации световой энергии в весьма узком (параллельном) световом пучке (схема прибора дана на рис. 169). Рассмотрите действие прибора и объясните, почему он не может дать тот эффект, который приписывает ему автор?

8. Какова яркость поверхности, коэффициент отражения которой равен 0,9, если ее освещенность равна 100 000 лк?

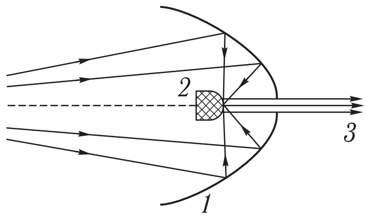


Рис. 169. Схема «гиперболоида»: *1* — собирающее гиперболическое зеркало, *2* — отражающий гиперболоид, *3* — параллельный пучок лучей

9. Найдите яркость источника, который с 1 мм^2 своей поверхности испускает внутрь телесного угла 0,03 ср световой поток, равный 15 лм.

10. Определите освещенность середины и края круглого стола, диаметр которого равен 3 м, если освещение создается лампой, висящей на высоте 2 м над серединой стола. Сила света лампы равна 200 кд.

11. На матовое стекло падает световой поток, равный 2000 лм. При этом отражается световой поток, равный 500 лм. Найдите коэффициенты отражения и пропускания, а также поглощенный и прошедший световые потоки, если коэффициент поглощения стекла равен 0,4.

12. На хромированную отражающую поверхность падает световой поток 1000 лм. Найдите отраженный и поглощенный световые потоки, если коэффициент отражения хрома равен 0,65.

13. На лист белой бумаги, площадь которого равна 500 см^2, падает световой поток 1000 лм. Коэффициент отражения бумаги равен 0,68. Определите освещенность и яркость этого листа.

14. Определите яркость снежного покрова под солнечными лучами, создающими на нем освещенность 50 000 лк. Коэффициент отражения снега равен 0,80.

15. Яркость Солнца равна $1{,}5 \cdot 10^9$ кд/м^2, диаметр равен $1{,}4 \times \times 10^6$ км. Найдите силу света Солнца, наблюдаемую с Земли, и освещенность земного экрана, перпендикулярного к солнечным лучам. (Расстояние от Земли до Солнца принять равным $1{,}5 \cdot 10^8$ км.)

16. Определите осевую яркость кратера электрической дуги, если сила света его по оси равна 40 000 кд, а диаметр равен 15 мм.

17. Сила света эталонной лампы равна 25 кд. Расстояние от эталонной лампы до экрана фотометра при одинаковой яркости полей сравнения равно 15 см. Расстояние от испытуемой лампы до экрана равно 45 см. Найдите силу света испытуемой лампы.

Глава IX. **ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ**

§ 79. Прямолинейное распространение волн. Для решения вопроса, каким образом будет распространяться волна, мы должны, строго говоря, разобрать, как передается волновое возмущение от одной точки среды к другой, каким образом взаимодействуют между собой возмущения, вызванные отдельными частями волны, и каков будет окончательный результат этого взаимодействия. Опыт показывает, однако, что в очень многих случаях, а именно, когда размеры рассматриваемого участка волны велики по сравнению с длиной волны, ряд простых законов облегчает решение задачи о распространении волн.

Повторим опыт с волнами на воде, вызываемыми колебаниями ребра линейки LL, ударяющей по поверхности воды. Для того чтобы отыскать направление распространения волн, поставим на их пути преграду MM с отверстием, размеры которого значительно больше, чем длина волны, так, как это изображено на рис. 87, *а* (см. § 41). В соответствии с изложенным в § 41 мы обнаружим, что за перегородкой волны распространяются в прямолинейном канале, проведенном через края отверстия (рис. 170). Направление этого канала и представляет собой направление распространения волны. Оно остается неизменным, если мы поставим перегородку косо ($M'M'$). Направление, вдоль которого распространяются волны, всегда оказывается перпендикулярным к линии, все точки которой достигаются волновым возмущением в один и тот же момент. Линию эту называют волновым фронтом [1]. Прямая, перпендикулярная к волновому фронту (стрелка на рис. 170), указывает направление распространения волны. Эту линию мы будем называть *лучом*. Итак, *луч есть геометрическая линия, проведенная перпендикулярно*

[1] Для волн, распространяющихся по поверхности воды, волновой фронт представляется линией. Для пространственных волн (звук, свет) волновой фронт представляет собой поверхность, всех точек которой волновое возмущение достигает в один и тот же момент (волновая поверхность).

к волновому фронту и показывающая направление распространения волнового возмущения.

В каждой точке волнового фронта можно провести перпендикуляр к фронту, т. е. луч.

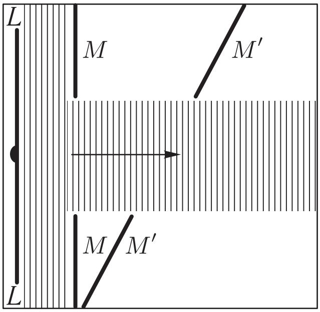


Рис. 170. Волны за широким отверстием распространяются в прямолинейном «канале», проведенном через края отверстия

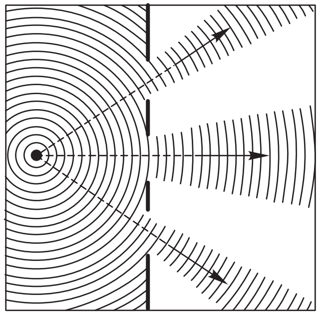


Рис. 171. Распространение волн через широкие отверстия в случае, когда фронт волны имеет форму окружности (размеры отверстий преуменьшены)

В рассмотренном нами случае фронт волны имеет вид прямой линии; поэтому лучи во всех точках фронта параллельны между собой. Если повторить опыт, взяв за источник волн колеблющийся конец проволоки, то фронт волны будет иметь форму окружности. Поставив на пути такой волны преграды с отверстиями, размеры которых в е л и к и по сравнению с длиной волны, получим картину, изображенную на рис. 171. Таким образом, и в этом случае направление распространения волны совпадает с прямыми линиями, перпендикулярными к фронту волны, т. е. с направлением лучей; в данном случае лучи изображены радиусами, проведенными из точки, откуда исходят волны.

§ 80. Прямолинейное распространение света и световые лучи. Наблюдения показывают, что в однородной среде свет также распространяется вдоль п р я м ы х л и н и й. Ряд опытов, иллюстрирующих это положение, общеизвестен. При освещении предмета т о ч е ч н ы м источником получается р е з к а я т е н ь (рис. 172), форма которой п о д о б н а форме некоторого сечения предмета, параллельного плоскости экрана; размеры же тени определяются взаимным расположением источника, предмета и экрана в полном соответствии с проецированием при помощи прямых линий. Наблюдающиеся иногда нерезкие тени

(полутени) объясняются не отступлением направления распространения света от прямолинейности, а конечными размерами источника света (рис. 173). Всем известен способ, применяемый столярами, проверки «по лучу» прямолинейности кромки

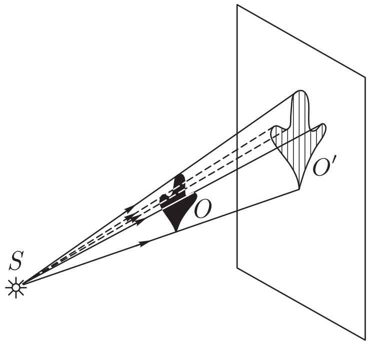


Рис. 172. При освещении точечным источником света S плоского объекта O, параллельного экрану, на экране появляется резкая тень O', подобная этому объекту

отстроганной доски (рис. 174). Явления прямолинейного распространения света представляют полную аналогию с явлениями, описанными в предыдущем параграфе. Если мы сделаем

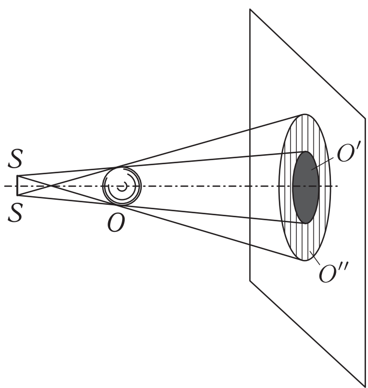


Рис. 173. При освещении шарика O протяженным источником SS появляющаяся на экране тень O' окаймлена полутенью O''

«видимым» путь солнечного света, пустив в комнату несколько клубов табачного дыма, то мы можем повторить опыт с перегородками. Поставим на пути света непрозрачный картон с одним или несколькими небольшими отверстиями, которые, конечно,

во много раз превосходят длину световой волны; мы увидим путь света в комнате в виде узких каналов, опирающихся на края отверстий (рис. 175). При любом положении картона эти каналы имеют одно и то же направление: они указывают на Солнце.

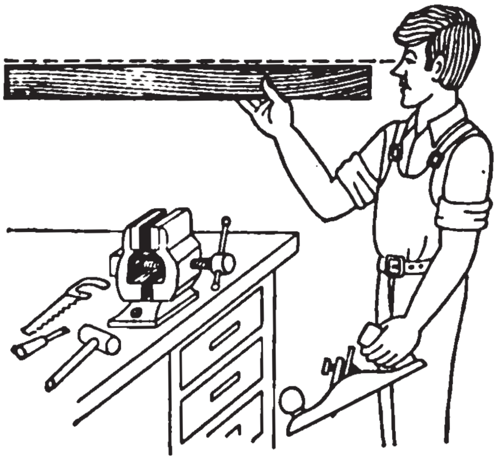


Рис. 174. Проверка прямолинейности кромки «по лучу зрения»

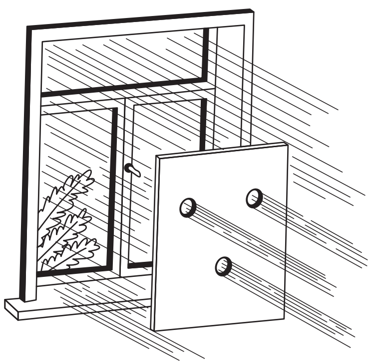


Рис. 175. Пучки, выделенные из плоской световой волны (источник — Солнце) экраном с небольшими отверстиями. Размеры отверстий еще очень велики по сравнению с длиной световой волны

Если в затемненной комнате поставить внутри темного ящика с несколькими отверстиями яркую лампочку с маленькой нитью, то путь выходящего света обрисуется в запыленном воздухе в виде расходящихся в разные стороны узких пучков (рис. 176). Отметив на стене ящика положение лампы, мы без труда заме-

тим, что пучки эти пересекаются в том месте, где находится нить лампы. Поступая так же, как мы делали в опытах с волнами на поверхности воды, проведем линии, указывающие направление распространения света. Если выделенные пучки узки, то проведение таких линий не вызывает затруднений. Эти геометрические линии и представляют собой световые лучи. В рассмотренных случаях они будут почти параллельными линиями, направленными на Солнце, или радиусами, перпендикулярными к поверхности сферы, описанной из места расположения источника света (нить лампочки). Вдоль этих прямолинейных лучей и распространяется световая волна.

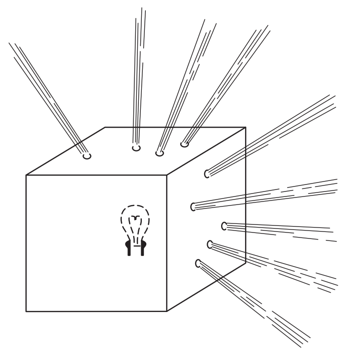


Рис. 176. Пучки, выделенные из сферической световой волны

Нередко в учебниках название «световой луч» приписывают тем узким световым пучкам, с помощью которых мы находим направление лучей. Это — неправильное выражение: мы называем лучом геометрическую линию, указывающую направление распространения света, а не самые световые пучки. Конечно, чем у́же световой пучок, тем легче и точнее с его помощью отыскать направление распространения света, т. е. определить световой луч. Мы не можем, однако, осуществить бесконечно узкий световой пучок.

Уменьшая размеры отверстия, ограничивающего пучок, мы можем уменьшить ширину пучка лишь до известных пределов. Дальнейшее уменьшение отверстия не только не приводит к уменьшению сечения пучка, но, наоборот, ведет, как показывает опыт, к расширению его. В § 41 мы познакомились с этим явлением при изучении волн на поверхности воды (рис. 87, *б* и *в*).

Для световых волн это явление можно наблюдать, получая изображение с помощью малого отверстия (так называемая дырочная камера[1])). Эти наблюдения показывают также, что закон прямолинейного распространения света соблюдается только при известных условиях. Соответствующий опыт изображен на рис. 177. На матовом стекле (или фотопластинке), прикрывающем заднюю стенку дырочной камеры, получается перевер-

[1]) Эту камеру называют камерой-обскурой.

нутое изображение расположенного перед ней ярко освещенного объекта (например, нить лампы накаливания). Изображение

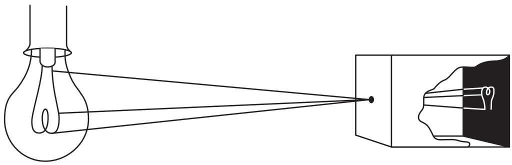


Рис. 177. Изображение предмета в «дырочной камере». Размеры отверстия камеры не показаны. Каждому лучу на самом деле соответствует конус лучей, поэтому изображение нити лампы оказывается слегка размытым

хорошо воспроизводит форму предмета и не зависит от формы отверстия, если отверстие достаточно мало.

Этот результат нетрудно понять. Действительно, от каждой точки источника через отверстие проходит узкий световой пучок, который дает на экране небольшое пятнышко, воспроизводящее форму отверстия. Свет от всего источника в целом дает на экране картину, *нарисованную такими светлыми пятнышками*, накладывающимися друг на друга. Если размер отверстия таков, что отдельные пятнышки превосходят детали картины, то она получится размытой, плохо передающей объект. Но при достаточно малых размерах отверстия размеры пятнышек будут меньше деталей картины, и изображение получится вполне удовлетворительное.

Рис. 178 воспроизводит фотографию, полученную с помощью такой дырочной фотокамеры.

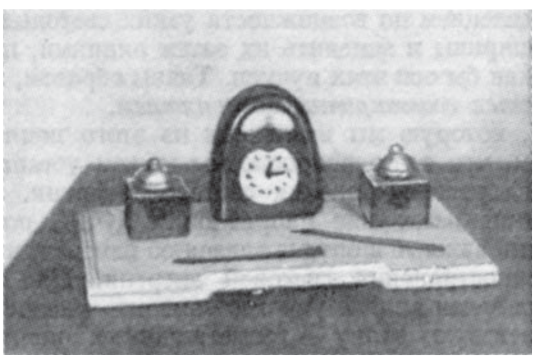


Рис. 178. Фотография, полученная дырочной камерой

На рис. 179 изображена схема действия «дырочной камеры» и вид изображений, полученных при разных размерах отверстия. Улучшение изображения при уменьшении размеров отверстия наблюдается лишь до известного предела. При дальнейшем уменьшении отверстия резкость картины начинает ухудшаться (рис. 179, *г*). При очень малых отверстиях «изображение» совсем теряет сходство с источником. Этот опыт показывает, что свет-

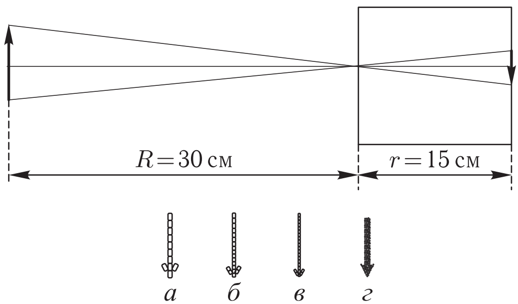


Рис. 179. Схема действия дырочной камеры (вверху) и изображения источника света при разных размерах отверстий (внизу): *а*) диаметр отверстия около 3 мм; *б*) около 1 мм; *в*) около 0,5 мм; *г*) около 0,03 мм. Источником служит ярко освещенная щель в экране, имеющая вид стрелки ширины около 1 мм

лые пятнышки, которые рисуют отдельные точки источника, при малых размерах отверстия р а с ш и р я ю т с я настолько, что превосходят детали картины, которая размывается тем больше, чем меньше отверстие. Но так как эти пятнышки есть следы световых пучков, вырезаемых отверстием, то опыт обнаруживает р а с ш и р е н и е светового пучка при чрезмерном уменьшении отверстия. Итак, мы не можем физически выделить сколь угодно узкий пучок. Мы должны ограничиться выделением по возможности узких световых пучков конечной ширины и заменить их затем линиями, представляющими как бы оси этих пучков. Таким образом, *световые лучи являются геометрическим понятием*.

Польза, которую мы извлекаем из этого понятия, состоит в том, что с его помощью мы можем устанавливать направление распространения световой энергии. Законы, определяющие изменение направления лучей, позволяют решать очень важные в оптике задачи об изменении направления распространения световой энергии. Для разбора такого рода задач вполне уместно заменить физическое понятие — световую волну — геометрическим

понятием — лучом — и проводить все рассуждения с помощью лучей.

Однако далеко не всегда вопрос о характере распространения световых волн может быть решен при помощи понятия о световых лучах. Существует много оптических явлений (опыты с дырочной камерой при достаточно малых размерах отверстия являются примером таких явлений), для понимания которых необходимо обратиться непосредственно к рассмотрению световых волн. Рассмотрение световых явлений с волновой точки зрения возможно, конечно, и для решения более простых задач, где и метод лучей дает вполне удовлетворительные результаты. Но так как метод лучей значительно проще, то его и применяют обычно для рассмотрения всех вопросов, для которых он пригоден. Поэтому надо отдавать себе ясный отчет, для какого круга задач и с какой степенью точности можно использовать геометрические лучи, а где применение их приводит к значительным ошибкам и, следовательно, недопустимо.

Таким образом, метод *оптики лучей* или, как ее называют, *геометрической*, или *лучевой, оптики* является приближенным приемом решения, совершенно достаточным для разбора определенного круга вопросов. Поэтому одна из задач изучения оптики состоит в приобретении уменья правильно использовать метод лучей и устанавливать границы его применения.

§ 81. Законы отражения и преломления света. Как уже указывалось (см. § 76), возможность видеть несветящиеся предметы связана с тем обстоятельством, что всякое тело частично отражает, а частично пропускает или поглощает падающий на него свет. В § 76 нас интересовали главным образом явления диффузного отражения и пропускания. Именно благодаря этим явлениям свет, падающий на тело, рассеивается в разные стороны, и мы получаем возможность видеть тело с любой стороны.

В частности, благодаря рассеянному свету, хотя и слабому, мы видим отовсюду даже очень хорошие зеркала, которые должны были бы отражать свет только по одному направлению и, следовательно, быть заметными только по одному определенному направлению. Рассеянный свет возникает в этом случае из-за мелких дефектов поверхности, царапин, пылинок и т. д. В настоящей главе мы рассмотрим законы направленного (зеркального) отражения и направленного пропускания (преломления) света.

Для того чтобы имело место зеркальное отражение или преломление, поверхность тел должна быть достаточно гладкой (не матовой), а его внутренняя структура — достаточно однородной (не мутной). Это означает, что неровности поверхности, равно как и неоднородности внутреннего строения, должны быть достаточно малы. Как и во всяком физическом явлении, выражение «достаточно мало» или «достаточно велико» означает малое или большое по сравнению с какой-то другой физической величиной, имеющей значение для изучаемого явления. В данном случае такой величиной является длина световой волны. В дальнейшем мы укажем способы ее определения. Здесь же ограничимся указанием, что длина световой волны зависит от окраски светового пучка и имеет значение от 400 нм (для фиолетового цвета) до 760 нм (для красного цвета). Таким образом, для того чтобы поверхность была оптически гладкой, а тело оптически однородным, необходимо, чтобы неровности и неоднородности были значительно меньше микрометра.

В этой главе мы ограничимся рассмотрением случая, когда поверхность тела плоская; вопрос о прохождении света через искривленную (сферическую) поверхность будет рассмотрен в следующей главе. Примером плоской поверхности может служить граница раздела воздуха и какой-нибудь жидкости в широком [1]) сосуде. Соответствующая полировка твердых тел также позволяет получать весьма совершенные плоские поверхности, среди которых металлические поверхности выделяются своей способностью отражать много света. Из стекла легко можно сделать плоские пластинки, которые затем покрываются слоем металла, в результате чего получаются обычные зеркала.

Рассмотрим следующий простой опыт. Направим, например, узкий пучок лучей на поверхность воды в большом сосуде (рис. 180). Мы обнаружим, что часть света отразится от поверхности воды, другая часть пройдет из воздуха в воду. Для того чтобы падающий луч SO, отраженный луч OR и прошедший в воду луч OD были лучше видны, рекомендуется слегка запылить воздух над сосудом (например, дымом), а в воде, заполняющей сосуд, растворить немного мыла, благодаря чему вода станет слегка мутной. На опыте видно, что вошедший в воду луч не является простым продолжением луча, падающего на границу раздела, а испытывает преломление.

[1]) В узких сосудах поверхность жидкости может быть заметно искривлена вследствие явлений капиллярности.

При изучении данного явления нас будут интересовать, во-первых, направления отраженного и преломленного лучей и, во-вторых, доля отраженной световой энергии и энергии, прошедшей из первой среды во вторую.

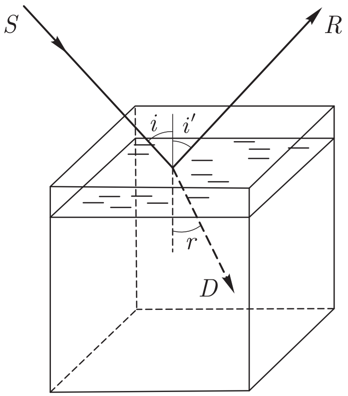


Рис. 180. Преломление и отражение света при падении луча на поверхность воды

Рассмотрим вначале отраженные лучи. Накроем поверхность раздела (зеркало) сверху непрозрачной цилиндрической поверхностью ACB, которую можно сделать, например, из плотной бумаги (рис. 181, a). На дуге ACB проделаем небольшие отверстия, расположенные, например, через каждые 5°. Тогда окажется, что если луч света пропущен в одно из этих отверстий и направлен по радиусу дуги ACB к центру O, то после отражения он выйдет из прибора через симметричное относительно перпендикуляра NO отверстие в цилиндрическом колпаке, покрывающем зеркало. С какой бы точностью этот опыт ни

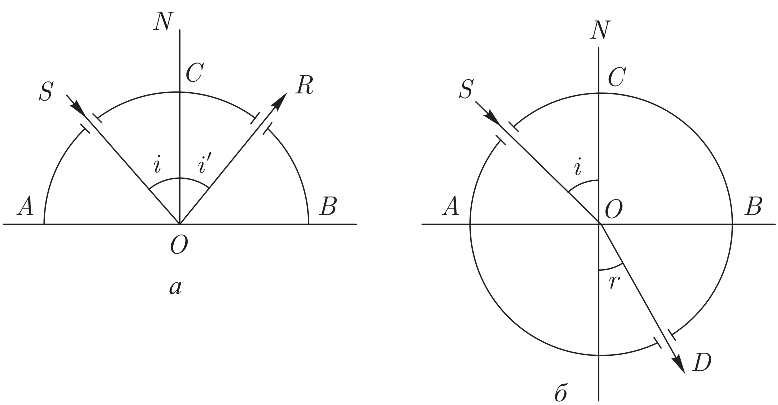


Рис. 181. Измерение угла отражения (a) и преломления ($б$)

осуществлялся, на самом совершенном угломерном инструменте результат его остается тем же. Этот надежно установленный результат можно формулировать в виде следующего закона отражения света: *луч падающий, луч отраженный и пер-*

пендикуляр к отражающей поверхности лежат в одной плоскости, причем угол отражения луча равен углу падения.

Измерение угла, образуемого преломленным лучом с перпендикуляром к поверхности раздела (угла преломления), можно проделать тем же способом, какой мы использовали при измерении угла отражения. Для этого нужно продолжить цилиндрическую поверхность ACB во вторую среду (рис. 181, *б*). Точные измерения угла падения i и угла преломления r приводят к следующему закону преломления: *луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр к поверхности раздела лежат в одной плоскости. Угол падения и угол преломления связаны соотношением*

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \tag{81.1}$$

где показатель преломления n есть постоянная величина, не зависящая от угла падения и определяющаяся оптическими свойствами граничащих сред.

Углы падения i, отражения i' и преломления r принято измерять от перпендикуляра к поверхности раздела до соответствующего луча.

Первые попытки найти закон преломления были сделаны известным александрийским астрономом Клавдием Птолемеем (умер около 168 г.) почти два тысячелетия назад. Однако точность измерений в то время была еще недостаточно высока, и Птолемей пришел к выводу, что отношение углов падения и преломления при заданных средах остается постоянным. Заметим, что для получения правильной зависимости между углом падения и углом преломления нужно измерять эти углы с точностью до нескольких минут; это особенно существенно при небольших углах падения и преломления. При грубых измерениях при небольших углах вместо постоянства отношения синусов углов легко прийти к неправильному выводу о постоянстве отношения самих углов [1]), как и случилось с Птолемеем. В правильной форме закон преломления был установлен только спустя полторы тысячи лет после Птолемея голландским физиком Виллебрордом Снеллиусом (1580–1626) и, по-видимому, независимо от него французским физиком и математиком Рене Декартом (1596–1650).

Перейдем теперь к вопросу о количестве отраженной световой энергии. Мы знаем, что изображение нашего лица в хорошем зеркале всегда более светлое, чем,

[1]) Так как при малых углах $\sin\alpha \approx \alpha$ (угол α выражен в радианах), то $\sin i \approx i$, $\sin r \approx r$, а следовательно, $n = \sin i/\sin r \approx i/r$ (причем углы в последнем отношении могут быть выражены и в градусах, ибо отношение однородных величин не зависит от выбора единицы измерения их).

например, в поверхности воды озера или колодца. Это связано с тем уже неоднократно упоминавшимся обстоятельством, что *не вся* световая энергия, падающая на границу раздела двух сред, отражается от нее: часть света проникает через границу раздела во вторую среду и проходит через нее насквозь или частично поглощается в ней.

Доля отраженной световой энергии зависит от *оптических свойств* граничащих между собой сред и от *угла падения*. Если, например, свет падает на стеклянную пластинку перпендикулярно к ее поверхности (угол падения равен нулю), то отражается всего только около 5% световой энергии, а 95% проходит через границу раздела. При *увеличении угла падения* доля отраженной энергии *возрастает*. В табл. 4 приводится в качестве примера доля отраженной энергии при различных углах падения света на поверхность, разграничивающую воздух и стекло ($n = 1{,}555$). В табл. 5 приводятся аналогичные данные для поверхности раздела воздух–вода ($n = 1,333$).

Таблица 4. Доля отраженной энергии при различных углах падения света на поверхность стекла

Угол падения	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	89°	90°
Доля отраженной энергии (в %)	4,7	4,7	4,7	4,9	5,3	6,6	9,8	18	39	91	100
Доля прошедшей энергии (в %)	95,3	35,3	95,3	95,1	94,7	93,4	90,2	82	61	9	0

Таблица 5. Доля отраженной энергии при различных углах падения света на поверхность воды

Угол падения	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	89°	90°
Доля отраженной энергии (в %)	2,0	2,0	2,1	2,2	2,5	3,4	6,0	13,5	34,5	90,0	100
Доля прошедшей энергии (в %)	98,0	98,0	97,9	97,8	97,5	96,6	94,0	86,5	65,5	10,0	0

В заключение мы должны сделать оговорку, что закон отражения и закон преломления справедливы только в том случае, если поверхность раздела по своим размерам значительно превосходит длину волны света. Маленькое зеркало, например, действует как маленькое отверстие, с той только разницей, что

оно еще изменяет направление падающих на него лучей. Если зеркало имеет размеры, меньшие 0,01 мм, то, так же как при прохождении света через очень малые отверстия, начинают уже заметно сказываться волновые свойства света. В этом случае узкий пучок, отражаясь, расширяется и притом тем значительнее, чем меньше размер зеркала. То же справедливо и по отношению к преломленному пучку. Разъяснение этих явлений будет дано в главе о дифракции света.

§ 82. Обратимость световых лучей. Рассматривая в предыдущем параграфе явления, происходящие при падении света на границу раздела двух сред, мы считали, что свет распространяется в определенном направлении, указанном на рис. 180, 181 стрелками. Поставим теперь вопрос: что произойдет, если свет будет распространяться в обратном направлении? Для случая отражения света это означает, что падающий луч будет направлен не слева вниз, как на рис. 182, *а*, а справа вниз, как на рис. 182, *б*; для случая преломления мы будем

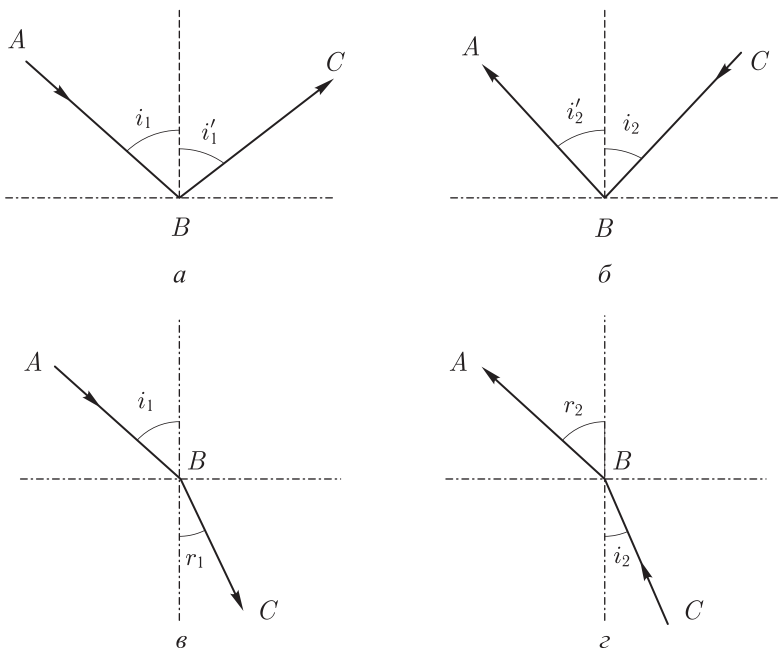


Рис. 182. Обратимость световых лучей при отражении (*а, б*) и при преломлении (*в, г*). Если $i_2 = r_1$, то $r_2 = i_1$

рассматривать прохождение света не из первой среды во вторую, как на рис. 182, *в*, а из второй среды в первую, как на рис. 182, *г*.

Точные измерения показывают, что и в случае отражения и в случае преломления углы между лучами и перпендикуляром к поверхности раздела остаются неизменными, меняется только направление стрелок. Таким образом, если световой луч будет падать по направлению CB (рис. 182, *б*), то луч отраженный пойдет по направлению BA, т. е. окажется, что по сравнению с первым случаем *падающий и отраженный лучи поменялись местами*. То же наблюдается и при преломлении светового луча. Пусть AB — падающий луч, BC — преломленный луч (рис. 182, *в*). Если свет падает по направлению CB (рис. 182, *г*), то преломленный луч идет по направлению BA, т. е. *падающий и преломленный лучи обмениваются местами*.

Таким образом, как при отражении, так и при преломлении свет может проходить один и тот же путь в обоих противоположных друг другу направлениях (рис. 183). Это свойство света носит название *обратимости световых лучей*.

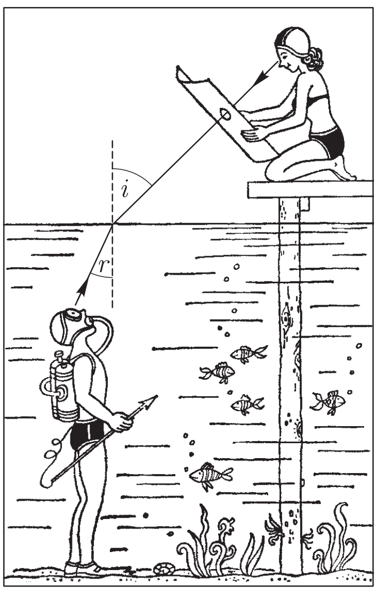


Рис. 183. К обратимости световых лучей при преломлении

Обратимость световых лучей означает, что если показатель преломления при переходе из первой среды во вторую равняется n, то при переходе из второй среды в первую он равен $1/n$.

Действительно, пусть свет падает под углом i и преломляется под углом r, так что $n = \sin i/\sin r$. Если при обратном ходе лучей свет падает под углом r, то он должен преломляться под углом i (обратимость). В таком случае показатель преломления $n' = \sin r/\sin i$ и, следовательно, $n' = 1/n$. Например, при переходе луча из воздуха в стекло $n = 1{,}50$, а при переходе из стекла в воздух $n' = 0{,}67 = 1/1{,}50$.

Свойство обратимости световых лучей сохраняется и при многократных отражениях и преломлениях, которые могут происходить в любой последовательности. Это следует из того, что при каждом отражении или преломлении направление светового луча может быть изменено на обратное.

Таким образом, *если при выходе светового луча из любой системы преломляющих и отражающих сред заставить световой луч на последнем этапе отразиться точно назад, то он пройдет всю систему в обратном направлении и вернется к своему источнику.*

Обратимость направления световых лучей можно теоретически доказать, используя законы преломления и отражения и не прибегая к новым опытам. Для случая отражения света доказательство проводится весьма просто (см. упражнение 22 в конце этой главы). Более сложное доказательство для случая преломления света можно найти в учебниках оптики.

§ 83. Показатель преломления. Обратимся к более подробному рассмотрению показателя преломления, введенного нами в § 81 при формулировке закона преломления.

Показатель преломления зависит от оптических свойств и той среды, из которой луч падает, и той среды, в которую он проникает. Показатель преломления, полученный в том случае, когда свет из вакуума падает на какую-либо среду, называется *абсолютным показателем преломления данной среды.*

Пусть абсолютный показатель преломления первой среды есть n_1, а второй среды — n_2. Рассматривая преломление на границе первой и второй сред, убедимся, что показатель преломления n при переходе из первой среды во вторую, так называемый *относительный показатель преломления*, равен отношению абсолютных показателей преломления второй и первой сред:

$$n = \frac{n_2}{n_1} \tag{83.1}$$

(рис. 184). Наоборот, при переходе из второй среды в первую имеем относительный показатель преломления

$$n' = \frac{1}{n} = \frac{n_1}{n_2}. \tag{83.2}$$

Установленная связь между относительным показателем преломления двух сред и их абсолютными показателями преломления могла бы быть выведена и теоретическим путем, без новых опытов, подобно тому, как это можно сделать для закона обратимости (§ 82).

Среда, обладающая бо́льшим показателем преломления, называется *оптически более плотной*. Обычно измеряется показатель преломления различных сред относительно воздуха. Абсолютный показатель преломления воздуха равен $n_{\text{возд}} = 1{,}003$.

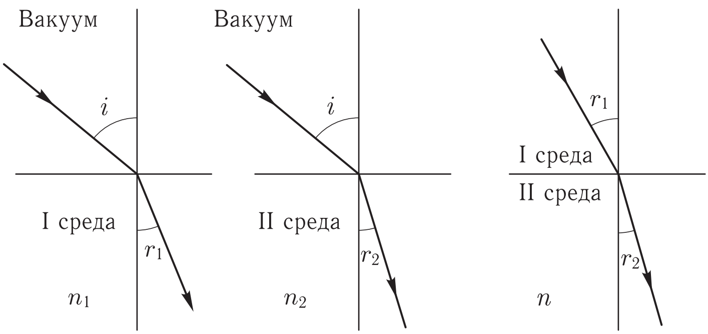


Рис. 184. Относительный показатель преломления двух сред: $n_1 = \frac{\sin i}{\sin r_1}$; $n_2 = \frac{\sin i}{\sin r_2}$; $n = \frac{\sin r_1}{\sin r_2} = \frac{n_2}{n_1}$

Таким образом, абсолютный показатель преломления какой-либо среды $n_{\text{абс}}$ связан с ее показателем преломления относительно воздуха $n_{\text{отн}}$ формулой

$$n_{\text{абс}} = n_{\text{возд}} \cdot n_{\text{отн}} = 1{,}003 n_{\text{отн}}. \tag{83.3}$$

В табл. 6 содержатся относительные показатели преломления, найденные для ряда случаев преломления света на границе воздуха и соответствующей среды.

Показатель преломления зависит от длины волны света, т. е. от его ц в е т а. Различным цветам соответствуют различные показатели преломления. Это явление, называемое *дисперсией*, играет важную роль в оптике. Мы неоднократно будем иметь дело с этим явлением в последующих главах. Данные, приведенные в табл. 6, относятся к ж е л т о м у свету.

Таблица 6. Показатель преломления различных веществ относительно воздуха

Жидкости		Твердые вещества	
Вещество	n	Вещество	n
Вода	1,333	Сахар	1,56
Спирт этиловый	1,362	Алмаз	2,417
Сероуглерод	1,632	Рубин	1,76
Глицерин	1,47	Стекло (легкий крон) *)	1,57
Жидкий водород	1,12	Стекло (тяжелый флинт) *)	1,80
Жидкий гелий	1,028	Лед	1,31

*) Крон и флинт — различные сорта оптических стекол.

Интересно отметить, что закон отражения может быть формально записан в том же виде, что и закон преломления. Вспомним, что мы условились всегда измерять углы от перпендикуляра к соответствующему лучу. Следовательно, мы должны считать угол падения i и угол отражения i' имеющими противоположные знаки, т. е. закон отражения можно записать в виде

$$i' = -i$$

или

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = -1. \tag{83.4}$$

Сравнивая (83.4) с законом преломления, мы видим, что закон отражения можно рассматривать как частный случай закона преломления при $n = -1$. Это формальное сходство законов отражения и преломления приносит большую пользу при решении практических задач.

В предыдущем изложении показатель преломления имел смысл константы среды, не зависящей от интенсивности проходящего через нее света. Такое истолкование показателя преломления вполне естественно, однако в случае больших интенсивностей излучения, достижимых при использовании современных лазеров, оно не оправдывается. Свойства среды, через которую проходит сильное световое излучение, в этом случае зависят от его интенсивности. Как говорят, среда становится нелинейной. Нелинейность среды проявляется, в частности, в том, что световая волна большой интенсивности изменяет показатель преломления. Зависимость показателя преломления от интенсивности излучения J имеет вид

$$n = n_0 + aJ.$$

Здесь n_0 — обычный показатель преломления, а aJ — нелинейный показатель преломления, a — множитель пропорциональности. Добавочный член в этой формуле может быть как положительным, так и отрицательным.

Относительные изменения показателя преломления сравнительно невелики. При $J = 10^{12}$ Вт/м^2 нелинейный показатель преломления $aJ = 10^{-5}$. Однако даже такие небольшие изменения показателя преломления ощутимы: они проявляются в своеобразном явлении самофокусировки света.

Рассмотрим среду с положительным нелинейным показателем преломления. В этом случае области повышенной интенсивности света являются одновременно и областями увеличенного показателя преломления. Обычно в реальном лазерном излучении распределение интенсивности по сечению пучка лучей неоднородно: интенсивность максимальна по оси и плавно спадает к краям пучка, как это показано на рис. 185 сплошными кривыми. Подобное распределение описывает также изменение показателя преломления по сечению кюветы с нелинейной средой, вдоль оси которой распространяется лазерный луч. Показатель преломления, наибольший по оси кюветы, плавно спадает к ее стенкам (штриховые кривые на рис. 185).

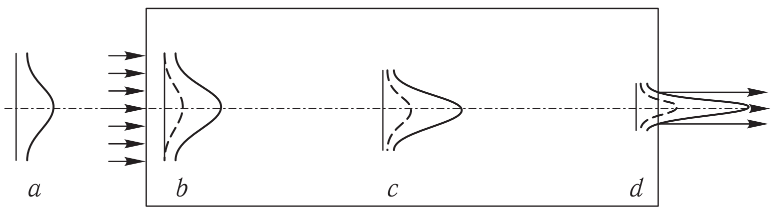


Рис. 185. Распределение интенсивности излучения и показателя преломления по сечению лазерного пучка лучей на входе в кювету (a), вблизи входного торца (b), в середине кюветы (c), вблизи выходного торца кюветы (d)

Пучок лучей, выходящий из лазера параллельно оси, попадая в среду с переменным показателем преломления n, отклоняется в ту сторону, где n больше. Поэтому повышенная интенсивность вблизи оси кюветы приводит к концентрации световых лучей в этой области, показанной схематически в сечениях b и c на рис. 185, а это приводит к дальнейшему возрастанию n. В конечном итоге эффективное сечение светового пучка, проходящего через нелинейную среду, существенно уменьшается. Свет проходит как бы по узкому каналу с повышенным показателем

преломления. Таким образом, лазерный пучок лучей сужается, нелинейная среда под действием интенсивного излучения действует как собирающая линза. Это явление носит название самофокусировки. Его можно наблюдать, например, в жидком нитробензоле.

§ 84. Полное внутреннее отражение. Мы указывали в § 81, что при падении света на границу раздела двух сред световая энергия делится на две части: одна часть отражается, другая часть проникает через границу раздела во вторую среду. На примере перехода света из воздуха в стекло, т. е. из среды, оптически менее плотной, в среду, оптически более плотную, мы видели, что доля отраженной энергии зависит от угла падения. В этом случае доля отраженной энергии сильно возрастает по мере увеличения угла падения; однако даже при очень больших углах падения, близких к 90°, когда световой луч почти скользит вдоль поверхности раздела, все же часть световой энергии переходит во вторую среду (см. § 81, табл. 4 и 5).

Новое интересное явление возникает, если свет, распространяющийся в какой-либо среде, падает на границу раздела этой среды со средой, оптически менее плотной, т. е. имеющей меньший абсолютный показатель преломления. Здесь также доля отраженной энергии возрастает с увеличением угла падения, однако возрастание идет по иному закону: *начиная с некоторого угла падения, вся световая энергия отражается от границы раздела*. Это явление носит название *полного внутреннего отражения*.

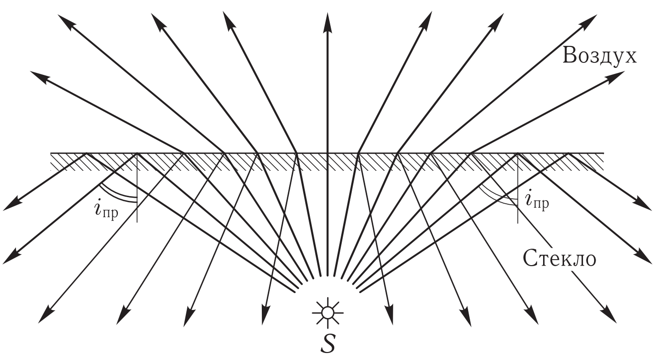


Рис. 186. Полное внутреннее отражение: толщина лучей соответствует доле отраженной или прошедшей через границу раздела световой энергии

Рассмотрим снова, как и в § 81, падение света на границу раздела стекла и воздуха. Пусть световой луч падает из стекла на границу раздела под различными углами падения (рис. 186). Если измерить долю отраженной световой энергии и долю световой энергии, прошедшей через границу раздела, то получаются величины, приведенные в табл. 7 (стекло, так же как и в табл. 4, имело показатель преломления $n = 1{,}555$).

Угол падения $i_{\text{пр}}$, начиная с которого вся световая энергия отражается от границы раздела, называется *предельным углом полного внутреннего отражения*. У стекла, для которого составлена табл. 7 ($n = 1{,}555$), предельный угол равен приблизительно 40°.

Таблица 7. Доли отраженной энергии для различных углов падения при переходе света из стекла в воздух

Угол падения i	0°	10°	20°	30°	35°	38°	39°	39°30′	40°	50°	60°	70°	80°
Угол преломления r	0°	15°40′	32°	51°	63°	73°20′	79°	82°	90°	—	—	—	—
Доля отраженной энергии (в %)	4,7	4,7	5,0	6,8	12	23	36	47	100	100	100	100	100

Обратим внимание, что при падении света на границу раздела под предельным углом угол преломления равен 90°, т. е. в формуле, выражающей для данного случая закон преломления,

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{1}{n}$$

при $i = i_{\text{пр}}$ мы должны положить $r = 90°$ или $\sin r = 1$. Отсюда находим

$$\sin i_{\text{пр}} = \frac{1}{n}. \tag{84.1}$$

При углах падения, бо́льших $i_{\text{пр}}$, преломленного луча не существует. Формально это следует из того, что при углах падения, бо́льших $i_{\text{пр}}$, из закона преломления для $\sin r$ получаются значения, бо́льшие единицы, что, очевидно, невозможно.

В табл. 8 приведены предельные углы полного внутреннего отражения для некоторых веществ, показатели преломления которых приведены в табл. 6. Нетрудно убедиться в справедливости соотношения (84.1).

Полное внутреннее отражение можно наблюдать на границе воздушных пузырьков в воде. Они блестят потому, что падающий на них солнечный свет полностью отражается, не проходя

Таблица 8. Предельный угол полного внутреннего отражения на границе с воздухом

Вещество	$i_{пр}$, в градусах	Вещество	$i_{пр}$, в градусах
Вода	49	Стекло (легкий крон)	40
Сероуглерод	38	Стекло (тяжелый флинт)	34
Глицерин	43	Алмаз	24

внутрь пузырьков. Это особенно заметно на тех воздушных пузырьках, которые всегда имеются на стеблях и листьях подводных растений и которые на солнце кажутся сделанными из серебра, т. е. из материала, очень хорошо отражающего свет.

Полное внутреннее отражение находит себе применение в устройстве стеклянных *поворотных и оборачивающих* призм, действие которых понятно из рис. 187. Предельный угол для призмы составляет 35–40° в зависимости от показателя преломления данного сорта стекла; поэтому применение таких призм

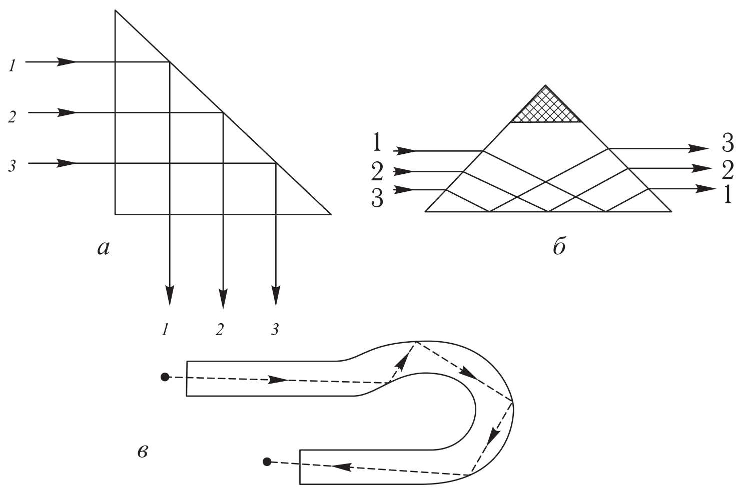


Рис. 187. Ход лучей в стеклянной поворотной призме (*а*), оборачивающей призме (*б*) и в изогнутой пластмассовой трубке — световоде (*в*)

не встречает затруднений в отношении подбора углов входа и выхода световых лучей. Поворотные призмы с успехом выполняют функции зеркал и выгодны тем, что их отражающие свойства остаются неизменными, тогда как металлические зеркала тускнеют с течением времени из-за окисления металла. Надо заметить, что оборачивающая призма проще по устройству эквивалентной

ей поворотной системы зеркал. Поворотные призмы применяются, в частности, в перископах.

§ 85. Преломление в плоскопараллельной пластинке. Пусть луч AB (рис. 188) падает на плоскопараллельную стеклянную пластинку. В стекле он преломится и пойдет в направлении BC. В точке C он снова преломится и выйдет из пластинки в направлении CD. Докажем, что луч CD, выходящий из пластинки, параллелен падающему на пластинку лучу AB.

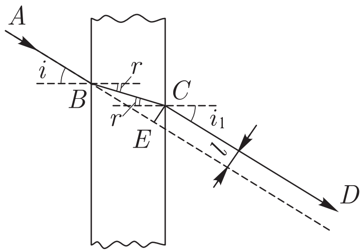


Рис. 188. Преломление в плоскопараллельной пластинке

Для преломления в точке B имеем

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

где n — показатель преломления пластинки. Для преломления в точке C закон преломления дает

$$\frac{\sin r}{\sin i_1} = \frac{1}{n},$$

так как в этом случае луч выходит из пластинки в воздух. Перемножив эти два выражения, находим

$$\sin i = \sin i_1,$$

или, так как $i \leqslant 90^\circ$ и $i_1 \leqslant 90^\circ$,

$$i = i_1,$$

откуда следует, что лучи AB и CD параллельны.

Луч CD смещен в сторону относительно падающего луча AB. Смещение $l = EC$ зависит от толщины пластинки и углов падения и преломления. Смещение, очевидно, тем меньше, чем тоньше пластинка.

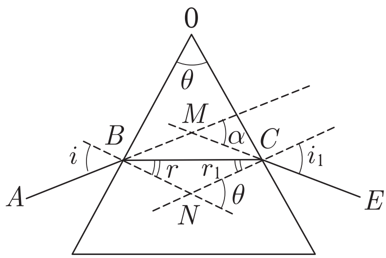


Рис. 189. Преломление в призме

§ 86. Преломление в призме. Пусть луч AB падает на одну из граней призмы. Преломившись в точке B, луч пойдет по направлению BC и, вторично преломившись в точке C, выйдет

из призмы в воздух (рис. 189). Найдем угол α, на который луч, пройдя через призму, отклонится от первоначального направления. Этот угол мы будем называть *углом отклонения*. Угол между преломляющими гранями, называемый *преломляющим углом призмы*, обозначим θ. Из четырехугольника $BOCN$, в котором углы при B и C прямые, найдем, что угол BNC равен $180^\circ - \theta$. Пользуясь этим, из четырехугольника $BMCN$ находим

$$(180^\circ - \alpha) + (180^\circ - \theta) + i + i_1 = 360^\circ.$$

Отсюда

$$\alpha = i + i_1 - \theta. \tag{86.1}$$

Угол θ, как внешний угол в треугольнике BCN, равен

$$\theta = r + r_1, \tag{86.2}$$

где r — угол преломления в точке B, а r_1 — угол падения в точке C луча, выходящего из призмы. Далее, пользуясь законом преломления, имеем

$$\sin i = n \sin r, \tag{86.3}$$

$$\sin i_1 = n \sin r_1. \tag{86.4}$$

С помощью полученных уравнений, зная преломляющий угол призмы θ и показатель преломления n, мы можем при любом угле падения i вычислить угол отклонения α.

Особенно простую форму получает выражение для угла отклонения в том случае, когда преломляющий угол призмы θ мал, т. е. призма тонкая, а угол падения i невелик; тогда угол i_1 также мал. Заменяя приближенно в формулах (86.3) и (86.4) синусы углов самими углами (в радианах), имеем

$$i = nr, \quad i_1 = nr_1.$$

Подставляя эти выражения в формулу (86.1) и пользуясь (86.2), находим

$$\alpha = n(r + r_1) - \theta = (n-1)\theta. \tag{86.5}$$

Этой формулой, справедливой для тонкой призмы при падении на нее лучей под небольшим углом, мы воспользуемся в дальнейшем.

Обратим внимание, что угол отклонения луча в призме зависит от показателя преломления вещества, из которого сделана призма. Как мы указывали выше, показатель преломления для

разных цветов света различен (дисперсия). Для прозрачных тел показатель преломления фиолетовых лучей наибольший, затем следуют лучи синие, голубые, зеленые, желтые, оранжевые, и, наконец, красные, которые имеют наименьший показатель преломления. В соответствии с этим угол отклонения α для фиолетовых лучей наибольший, для красных — наименьший, и луч белого цвета, падающий на призму, по выходе из нее окажется разложенным на ряд цветных лучей (рис. 190 и рис. I на цветном форзаце), т. е. образуется *спектр* лучей.

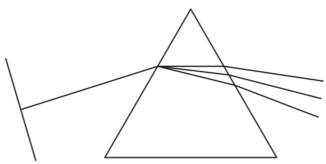


Рис. 190. Разложение белого света при преломлении в призме. Падающий пучок белого света изображен в виде фронта с перпендикулярным к нему направлением распространения волны. Для преломленных пучков показаны только направления распространения волн

18. Поместив экран позади куска картона, в котором проделано маленькое отверстие, можно получить на этом экране изображение источника. При каких условиях изображение на экране будет отчетливое? Объясните, почему изображение получается перевернутым?

19. Докажите, что пучок параллельных лучей остается таким же после отражения от плоского зеркала.

20. Чему равен угол падения луча, если луч падающий и луч отраженный образуют угол 90°?

21. Чему равен угол падения луча, если луч отраженный и луч преломленный образуют угол 90°? Показатель преломления второй среды относительно первой равен n.

22. Докажите обратимость направления световых лучей для случая отражения света.

23. Можно ли придумать такую систему зеркал и призм (линз), через которую один наблюдатель видел бы второго наблюдателя, а второй наблюдатель не видел бы первого?

24. Показатель преломления стекла относительно воды равен 1,182; показатель преломления глицерина относительно воды равен 1,105. Найдите показатель преломления стекла относительно глицерина.

25. Найдите предельный угол полного внутреннего отражения для алмаза на границе с водой.

26. Найдите смещение луча при прохождении его через плоскопараллельную пластинку из стекла с показателем преломления, равным 1,55, если угол падения равен 45°, а толщина пластинки равна 1 см.

27. Пользуясь законами преломления и отражения, объясните явления, показанные на рис. 191.

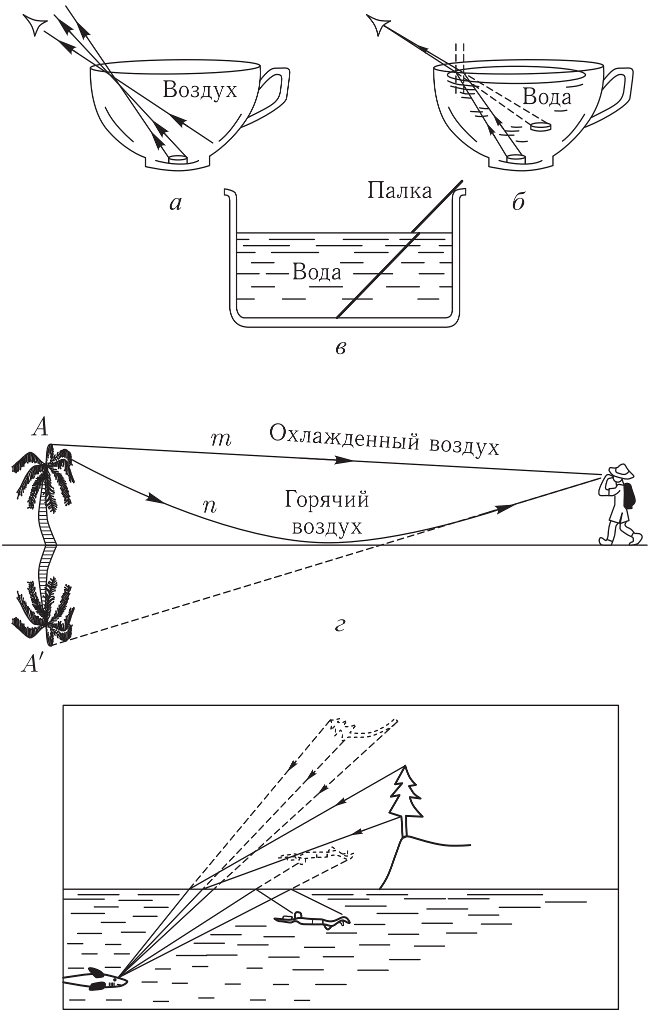


Рис. 191. К упражнению 27. Если чашка пустая, глаз не видит монеты (*а*), если же чашка наполнена водой, то монета видна (*б*). Палка, погруженная одним концом в воду, кажется сломанной (*в*). Мираж в пустыне (*г*). Как рыба видит дерево и ныряльщика (*д*)

Глава X. ПРИМЕНЕНИЕ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

§ 87. Источник света и его изображение. В гл. IX был сделан общий обзор законов распространения света. Теперь мы переходим к детальному рассмотрению отдельных законов и их приложений, которые имеют большое практическое значение. В этой главе мы рассмотрим преломление световых лучей в линзе и отражение лучей от зеркал различных типов.

Из повседневной жизни мы знаем, что, рассматривая какой-либо объект, являющийся источником света, мы можем составить представление о местоположении этого объекта. Для решения подобных задач достаточно проследить путь двух каких-либо лучей, исходящих из данного элемента светящегося объекта: точка их пересечения определит положение точечного источника света или, если источник света протяженный, того или иного небольшого элемента источника. Другие лучи можно и не рассматривать, так как все они, исходя из одной точки источника, не дадут ничего нового для отыскания положения этой точки.

Умение правильно определять местоположение светящихся объектов приобретается человеком постепенно, в результате его жизненного опыта. Маленький ребенок, например, стремится «схватить» звезду или Солнце и тянется к ним рукой. Только по мере накопления опыта человек привыкает правильно оценивать расстояние до объектов, испускающих свет.

Во всех тех случаях, когда некоторая точка S' является точкой пересечения и последующего расхождения световых лучей, глаз (а также любой другой приемник, способный реагировать на воздействие света) будет воспринимать эти лучи так, как если бы в точке S' действительно находился источник света. Подобные точки, в которых тем или иным способом собираются световые лучи, исходящие из реального источника света, называются *изображениями* этого источника (рис. 192). Положение

изображения можно найти, построив ход каких-либо двух проходящих через него лучей.

Изображения точечных источников существенно отличаются от действительных точечных источников, рассмотренных в гл. VIII, тем, что из них лучи расходятся в ограниченном телесном угле, тогда как из реального точечного источника — равномерно во все стороны (ср. на рис. 192 точки S и S'). Поэтому изображение, в отличие от точечного источника, можно видеть не из любого положения. В данной главе это различие имеет второстепенное значение,

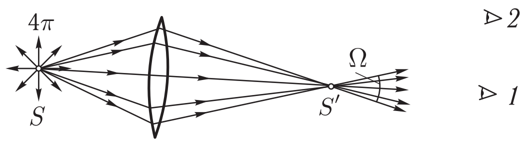


Рис. 192. Реальный точечный источник S можно видеть из любого положения. Его изображение S' можно видеть только внутри ограниченного телесного угла Ω (положение *1*). В положении *2* изображение невидимо

но при решении вопроса об освещенности и яркости изображения (гл. XI) это различие существенно.

Получение изображений светящихся точек, а также протяженных предметов является центральной задачей всей геометрической оптики. Применяя законы отражения и преломления, мы будем в первую очередь интересоваться вопросом образования изображений.

§ 88. Преломление в линзе. Фокусы линзы. В гл. IX был сформулирован закон преломления света, устанавливающий, как меняется направление светового луча при переходе света из одной среды в другую. Был рассмотрен простейший случай преломления света на плоской границе раздела двух сред.

В практических применениях очень большое значение имеет преломление света на сферической границе раздела. Основная деталь оптических приборов — линза — представляет собой обычно стеклянное тело, ограниченное с двух сторон сферическими поверхностями; в частном случае одна из поверхностей линзы может быть плоскостью, которую можно рассматривать как сферическую поверхность бесконечно большого радиуса.

Линзы могут быть изготовлены не только из стекла, но и, вообще говоря, из любого прозрачного вещества. В некоторых приборах, например, применяются линзы из кварца, каменной соли и др. Заметим, что и поверхности линз могут быть также

более сложной формы, например цилиндрические, параболические и т. д. Однако такие линзы применяются сравнительно редко. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением линз со сферическими поверхностями.

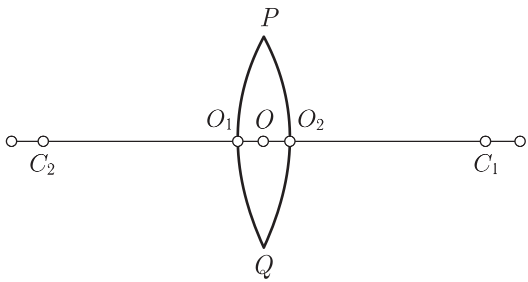


Рис. 193. Тонкая линза: O — оптический центр, C_1 и C_2 — центры ограничивающих линзу сферических поверхностей

Итак, рассмотрим линзу, ограниченную двумя сферическими преломляющими поверхностями PO_1Q и PO_2Q (рис. 193). Центр первой преломляющей поверхности PO_1Q лежит в точке C_1, центр второй поверхности PO_2Q — в точке C_2. На рис. 193 для ясности изображена линза, имеющая заметную толщину O_1O_2. В действительности мы будем обычно предполагать, что рассматриваемые линзы очень тонки, т. е. расстояние O_1O_2 очень мало по сравнению с O_1C_1 или O_2C_2. В таком случае точки O_1 и O_2 можно считать практически сливающимися в одной точке O. Эта точка O называется *оптическим центром* линзы.

Всякая прямая, проходящая через оптический центр, называется *оптической осью* линзы. Та из осей, которая проходит через центры обеих преломляющих поверхностей линзы, называется *главной оптической осью*, остальные — *побочными осями*.

Луч, идущий по какой-либо из оптических осей, проходя через линзу, практически не меняет своего направления. Действительно, для лучей, идущих вдоль оптической оси, участки обеих поверхностей линзы можно считать параллельными, а толщину линзы мы считаем весьма малой. При прохождении же через плоскопараллельную пластинку, как мы знаем, световой луч претерпевает параллельное смещение, но смещением луча в очень тонкой пластинке можно пренебречь (см. упражнение 26 после гл. IX).

Если на линзу падает световой луч не вдоль одной из ее оптических осей, а по какому-либо другому направлению, то он, испытав преломление сначала на первой ограничивающей линзу

поверхности, потом на второй, отклонится от первоначального направления.

Прикроем линзу черной бумагой *1* с вырезом, оставляющим открытым небольшой участок около главной оптической оси (рис. 194). Размеры выреза мы предполагаем малыми по сравнению с O_1C_1 и O_2C_2. Пустим на линзу *2* вдоль главной оптической

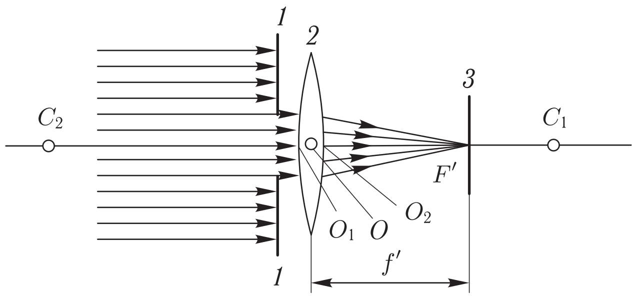


Рис. 194. Главный фокус линзы

оси ее слева направо параллельный пучок света. Лучи, идущие сквозь открытую часть линзы, преломятся и пройдут через некоторую точку F', лежащую на главной оптической оси, справа от линзы на расстоянии f' от оптического центра O. Если в точке F' расположить белый экран *3*, то место пересечения лучей изобразится в виде яркого пятнышка. Эта точка F' на главной оптической оси, где пересекаются после преломления в линзе лучи, параллельные главной оптической оси, называется *главным фокусом*, а расстояние $f' = OF'$ — *фокусным расстоянием линзы*.

Нетрудно показать, пользуясь законами преломления, что все лучи, параллельные главной оптической оси и проходящие через небольшую центральную часть линзы, после преломления действительно пересекутся в одной точке, названной выше главным фокусом.

Рассмотрим луч PM, падающий на линзу параллельно ее главной оптической оси. Пусть этот луч встречает первую преломляющую поверхность линзы в точке M на высоте h над осью, причем h гораздо меньше, чем C_2O и C_1O (рис. 195). Преломленный луч пойдет по направлению MM' и, преломившись снова на второй ограничивающей линзу поверхности, выйдет из линзы по направлению $M'F'$, составляющему с осью угол φ. Точку пересечения этого луча с осью обозначим через F', а расстояние от этой точки до оптического центра линзы — через f'.

Проведем через точки M и M' плоскости, касательные к преломляющим поверхностям линзы. Эти касательные плоскости (перпендикулярные к плоскости чертежа) пересекутся под некоторым углом θ, причем угол θ весьма мал, так как

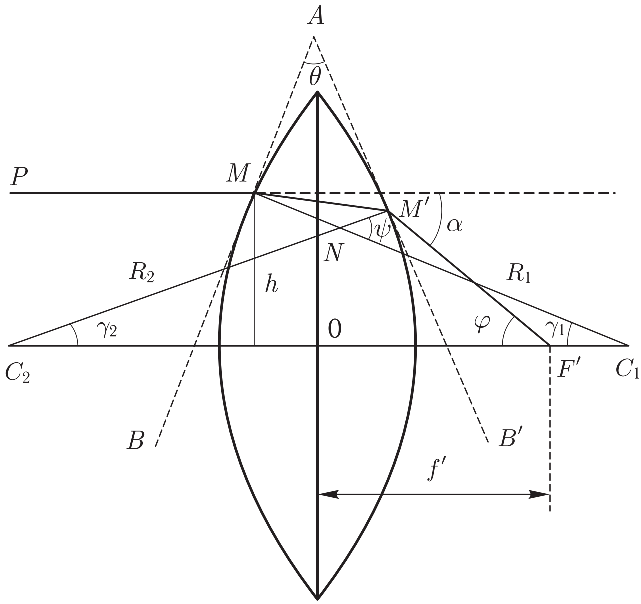


Рис. 195. Преломление в линзе луча PM, параллельного главной оптической оси. (Толщина линзы и высота h изображены преувеличенными по сравнению с расстояниями R_1, R_2 и f'; в соответствии с этим и углы γ_1, γ_2 и θ на рисунке чрезмерно велики.)

рассматриваемая нами линза — тонкая. Вместо преломления луча $PMM'F'$ в линзе мы, очевидно, можем рассматривать преломление того же луча в тонкой призме BAB', образованной проведенными нами в точках M и M' касательными плоскостями.

Мы видели в § 86, что при преломлении в тонкой призме с преломляющим углом θ луч отклоняется от первоначального направления на угол, равный

$$\alpha = (n-1)\theta, \tag{88.1}$$

где n есть показатель преломления вещества, из которого сделана призма. Очевидно, угол α равен углу φ (рис. 195), т. е.

$$\varphi = \alpha = (n-1)\theta. \tag{88.2}$$

Пусть C_1 и C_2 — центры сферических преломляющих поверхностей линзы, а R_1 и R_2 — соответственно радиусы этих поверхностей. Радиус C_1M перпендикулярен к касательной плоскости AB, а радиус C_2M' — к касательной плоскости AB'. По известной теореме геометрии угол между этими перпендикулярами, который мы обозначим ψ, равен углу θ между плоскостями:

$$\psi = \theta. \tag{88.3}$$

С другой стороны, угол ψ, как внешний угол в треугольнике C_1NC_2, равен сумме углов γ_1 и γ_2, образуемых радиусами R_1 и R_2 с осью:

$$\psi = \gamma_1 + \gamma_2. \tag{88.4}$$

Таким образом, с помощью формул (88.2)–(88.4) находим

$$\varphi = (n-1)(\gamma_1 + \gamma_2). \tag{88.5}$$

Мы предположили, что h мала по сравнению с радиусами сферических поверхностей R_1 и R_2 и с расстоянием f' точки F' от оптического центра линзы. Поэтому углы γ_1, γ_2 и φ также малы, и мы можем заменить синусы этих углов самими углами. Далее, благодаря тому, что линза тонкая, мы можем пренебречь ее толщиной, считая $C_1O = R_1$; $C_2O = R_2$, а также пренебречь разницей в высоте точек M и M', считая, что они расположены на одной и той же высоте h над осью. Таким образом, мы можем приближенно считать, что

$$\gamma_1 \approx \sin\gamma_1 = \frac{h}{R_1}, \quad \gamma_2 \approx \sin\gamma_2 = \frac{h}{R_2}, \quad \varphi \approx \sin\varphi = \frac{h}{f'}. \tag{88.6}$$

Подставляя эти равенства в формулу (88.5), найдем

$$\frac{h}{f'} = (n-1)\left(\frac{h}{R_1} + \frac{h}{R_2}\right), \tag{88.7}$$

или, сокращая на h,

$$\frac{1}{f'} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \tag{88.8}$$

отсюда

$$f' = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}. \tag{88.9}$$

Весьма существенно, что h не входит в окончательный результат. Это означает, что любой луч, параллельный главной оптической оси линзы, встречающий линзу на любом, но достаточно малом по сравнению с R_1 и R_2

расстоянии h от оси, пройдет после преломления в линзе через одну и ту же точку F', лежащую на расстоянии f' от оптического центра линзы.

Таким образом, доказано, что линза имеет главный фокус, и формула (88.9) показывает, как фокусное расстояние зависит от показателя преломления вещества, из которого сделана линза, и от радиусов кривизны ее преломляющих поверхностей.

Мы предполагали, что параллельный пучок лучей падает на линзу слева направо. Существо дела не изменится, конечно, если на линзу направить такой же пучок лучей, идущих в обратном направлении, т. е. справа налево. Этот пучок лучей, параллельных главной оси, соберется снова в одной точке F — втором фокусе линзы (рис. 196) на расстоянии f от ее оптического центра. На основании формулы (88.9) заключаем, что $f = f'$, т. е. оба фокуса лежат симметрично по обе стороны линзы [1]).

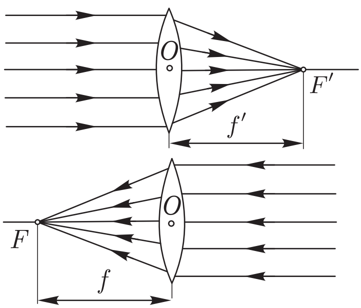


Рис. 196. Фокусы линзы

Фокус F называется обычно *передним фокусом*, фокус F' — *задним фокусом*; соответственно этому расстояние f называется *передним фокусным расстоянием*, расстояние f' — *задним фокусным расстоянием*.

Если в фокусе линзы поместить точечный источник света, то каждый из лучей, выйдя из этой точки и преломившись в линзе, пойдет далее параллельно главной оптической оси линзы, в согласии с законом обратимости световых лучей (см. § 82). Таким образом, из линзы выйдет в этом случае пучок лучей, параллельных главной оси.

При практическом применении полученных нами соотношений необходимо всегда помнить о сделанных при выводе их упрощающих предположениях. Мы считали, что параллельные лучи падают на линзу на очень малом расстоянии от оси. Это условие не выполняется вполне строго. Поэтому после преломления в линзе точки пересечения лучей не будут строго совпадать

[1]) Этот вывод связан с тем обстоятельством, что мы с самого начала полагаем, что по обе стороны линзы находится одна и та же среда (воздух). Если бы это было не так, то нарушилась бы и симметрия в расположении фокусов F и F'.

между собой, а займут некоторый конечный объем. Если мы поставим в этом месте экран, то получим на нем не геометрическую точку, а всегда более или менее расплывчатое светлое пятнышко.

Другое обстоятельство, которое нужно помнить, состоит в том, что мы не можем осуществить строго точечный источник света. Поэтому, поместив в фокусе линзы источник хотя бы очень малых, но всегда конечных размеров, мы не получим с помощью линзы строго параллельный пучок лучей.

В § 70 было указано, что строго параллельный пучок лучей не имеет физического смысла. Сделанное замечание показывает, что рассмотренные свойства линзы находятся в согласии с этим общим физическим положением.

В каждом отдельном случае применения линзы к определенному источнику света для получения параллельного пучка лучей или, наоборот, при применении линзы для фокусировки параллельного пучка надо специально проверять степень отступления от тех упрощающих условий, при которых выведены формулы. Но существенные черты явления преломления световых лучей в линзе эти формулы передают правильно, а об отступлениях от них речь будет идти позже.

§ 89. Изображение в линзе точек, лежащих на главной оптической оси. Формула линзы. Пусть точечный источник света находится в точке S на главной оптической оси линзы, на расстоянии a от ее оптического центра O (рис. 197). Рассмотрим, как будет преломляться в линзе узкий пучок лучей, примыкающий к прямой SO, являющейся осью этого пучка [1]).

Пусть один из лучей (SM) светового пучка падает на первую преломляющую поверхность линзы в точке M, находящейся на высоте h над осью. То обстоятельство, что мы ограничиваемся узким пучком лучей, означает, что h мало по сравнению с расстоянием a от источника до линзы. С другой стороны, так же как и в § 88, будем считать, что h мало по сравнению с f', а следовательно, и по сравнению с радиусами R_1 и R_2 ограничивающих линзу поверхностей. Угол, образуемый лучом SM с осью, обозначим γ. Так как h мало, то и угол γ мал. Преломленный луч пойдет по направлению MM' и, преломившись снова на второй ограничивающей линзу поверхности, выйдет из линзы по направлению $M'S'$, составляющему с осью угол γ'.

[1]) Такие пучки обычно называют *параксиальными* (приосевыми).

Обозначим через a' расстояние от оптического центра линзы до точки S', в которой преломленный луч пересекает главную ось.

Как и в предыдущем параграфе, проведем через точки M и M' плоскости, касательные к преломляющим поверхностям линзы. Эти плоскости образуют тонкую призму BAB' с преломляющим углом θ. Вместо того чтобы рассматривать преломление луча $SMM'S'$ в линзе, будем рассматривать преломление того же луча в тонкой призме BAB'.

Выбранный нами луч после преломления отклонится от первоначального направления на угол α, который по формуле тонкой призмы равен

$$\alpha = (n-1)\theta, \tag{89.1}$$

где n — показатель преломления вещества, из которого сделана линза.

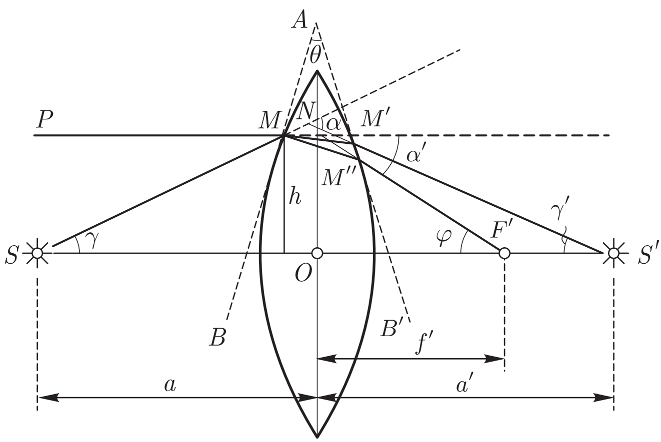


Рис. 197. Преломление в линзе луча SM, выходящего из точки S на оси. Угол BAB' и толщина линзы сильно преувеличены

Рассмотрим также луч PM, идущий параллельно главной оси и падающий на линзу в точке M. Преломление такого луча уже рассмотрено в § 88 (условие малости h здесь соблюдено). Мы знаем, что после преломления в линзе этот луч выйдет из точки M'' под углом φ к оси и пройдет через главный фокус F' на расстоянии f' от оптического центра. Точки M' и M'' очень близки друг к другу, так что призмы, образованные касательными в точке M и точках M' или M'', практически не различаются и имеют один и тот же преломляющий угол θ. Угол α', на который отклонится этот луч от первоначального направления после преломления в тонкой призме, равен опять

$(n-1)\theta$, т. е. равен углу α. С другой стороны, этот угол α' равен, очевидно, углу φ (рис. 197). Таким образом, получаем

$$\alpha' = \alpha = \varphi. \tag{89.2}$$

Но угол α как внешний угол в треугольнике SNS' равен сумме $\gamma + \gamma'$. Итак, имеем

$$\gamma + \gamma' = \varphi. \tag{89.3}$$

Лучи SM, $M'S'$ и $M''F'$ идут под небольшими углами к оси, т. е. углы γ, γ' и φ малы. Заменяя, как и в предыдущем параграфе, синусы малых углов самими углами и пренебрегая толщиной линзы и разницей в высоте точек M, M' и M'' над осью, можно приближенно написать:

$$\gamma \approx \sin\gamma = \frac{h}{a}, \quad \gamma' \approx \sin\gamma' = \frac{h}{a'}, \quad \varphi \approx \sin\varphi = \frac{h}{f'}. \tag{89.4}$$

Подставляя эти приближенные равенства в формулу (89.3), находим

$$\frac{h}{a} + \frac{h}{a'} = \frac{h}{f'}, \tag{89.5}$$

или, сокращая на общий множитель h,

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f'}. \tag{89.6}$$

В правой части полученного выражения стоит величина $1/f'$, которая, как мы видели в предыдущем параграфе, зависит только от свойств линзы — от показателя преломления вещества, из которого сделана линза, и от радиусов кривизны ее преломляющих поверхностей.

То обстоятельство, что в формулу (89.6) не входит величина h, позволяет сделать очень важные выводы, а именно, что не только луч SM, но и всякий другой луч, выходящий из точки S, пройдет после преломления в линзе через одну и ту же точку S', хотя каждый из этих лучей падает на линзу на разной высоте над осью. Единственное, но весьма существенное ограничение, которое мы накладываем на рассматриваемые лучи, состоит в том, что все они составляют с осью линзы малые углы.

Таким образом, все лучи узкого пучка, выходящие из точки S, соберутся после преломления в линзе снова в одной точке S', являющейся *изображением* точки S. Мы доказали, следовательно, что образующееся в тонкой линзе *изображение точечного источника, лежащего на главной оси линзы, полученное с помощью достаточно узкого пучка лучей, является точкой.*

Изображения, при получении которых выполнено условие передачи каждой точки объекта одной точкой изображения, носят название *стигматических*. Изображения, у которых это условие не соблюдено, носят название *астигматических* [1]).

Отметим, что в силу закона обратимости световых лучей (§ 82) положения источника света S и его изображения S' обратимы, т. е., поместив источник в S', мы получим его изображение в точке S. Точки S и S' называются *сопряженными*.

В геометрической оптике особое значение имеет задача получения стигматических изображений. Степень стигматичности изображений определяет качество служащих для их получения оптических систем. Нарушение оптической системой стигматичности падающих на нее световых пучков ведет к расплывчатости изображения. В дальнейшем при изучении простейших оптических систем мы будем уделять большое внимание вопросу о стигматичности даваемых ими изображений.

Полученная нами формула (89.6) связывает между собой расстояния от оптического центра трех точек, находящихся на главной оси линзы: источника S, его изображения S' и фокуса F'. Это — *основная формула тонкой линзы*.

§ 90. Применения формулы тонкой линзы. Действительные и мнимые изображения. Предположим, что светящаяся точка S, лежащая на главной оси линзы, удаляется от линзы на очень большое расстояние. В этом случае лучи, падающие на линзу, будут стремиться стать параллельными ее главной оси. Мы видели в § 88, что после преломления в линзе эти лучи соберутся в фокусе F' линзы. В формуле (89.6) при удалении источника на очень большое расстояние величина $1/a$ стремится к нулю, и мы получаем

$$a' = f',$$

т. е. можно сказать, что фокус F' есть изображение «бесконечно удаленной» точки.

Примером практически бесконечно удаленного источника может служить любое небесное тело. Следовательно, изображения звезд, Солнца и т. д. будут находиться в фокусе линзы. Достаточно далекие от линзы земные источники света также дают изображение в ее фокусе.

[1]) Стигма значит по-гречески точка, стигматический — точечный, частица «а» впереди слова — знак отрицания. Астигматический значит неточечный.

Предположим теперь, что изображение некоторой точки удалено на очень большое расстояние, т. е. из линзы выходит пучок световых лучей, параллельных главной оси. В этом случае, как мы видели в § 88, источник должен находиться в переднем фокусе линзы F (рис. 196). Этот вывод следует и из формулы (89.6). Действительно, полагая, что изображение находится в бесконечности, получаем $1/a' = 0$; при этом расстояние источника от линзы равно фокусному расстоянию: $a = f = f'$.

Различные линзы отличаются одна от другой расположением центров образующих их сферических поверхностей, их радиусами и показателями преломления вещества, из которого сделаны линзы. На рис. 198 представлены шесть основных типов линз.

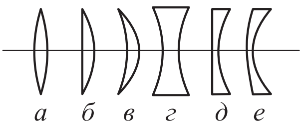


Рис. 198. Различные типы линз. Если материал линз преломляет сильнее, чем окружающая среда, то типы *а, б, в* — собирающие; типы *г, д, е* — рассеивающие

Если параллельные лучи после преломления в линзе с х о д я т с я, действительно пересекаясь в некоторой точке, лежащей по другую сторону линзы, то линза называется *собирающей* или *положительной* (рис. 199, *а*). Если же параллельные лучи

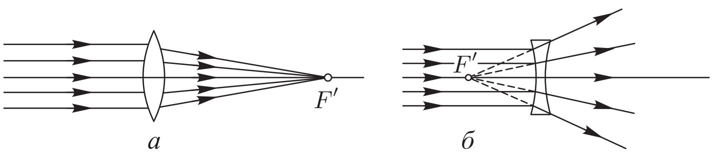


Рис. 199. Действительный фокус собирающей линзы (*а*) и мнимый фокус рассеивающей линзы (*б*)

после преломления в линзе становятся р а с х о д я щ и м и с я (рис. 199, *б*), то линза называется *рассеивающей* или *отрицательной*. В случае рассеивающей линзы в фокусе пересекаются не преломленные лучи, а их воображаемые продолжения; при этом фокус лежит с той же стороны от линзы, с которой падает на линзу параллельный пучок лучей. Фокусы в этом случае называются *мнимыми* (рис. 199, *б*).

Обычно материал линзы преломляет сильнее, чем окружающая среда (например, стеклянная линза в воздухе). Тогда собирающими линзами являются линзы, утолщающиеся от краев к середине, — двояковыпуклая и плосковыпуклая линзы и положительный мениск (вогнуто-выпуклая линза; рис. 198, *а–в*). Рассеивающими линзами являются линзы, становящиеся тоньше

к середине: двояковогнутая, плоско-вогнутая линзы и отрицательный мениск (выпукло-вогнутая линза; 198, *г*–*д*). Если материал линзы преломляет слабее, чем окружающая среда, т. е. относительный показатель преломления $n < 1$, то, наоборот, линзы *а, б, в* (рис. 198) будут рассеивающими, а линзы *г, д,*

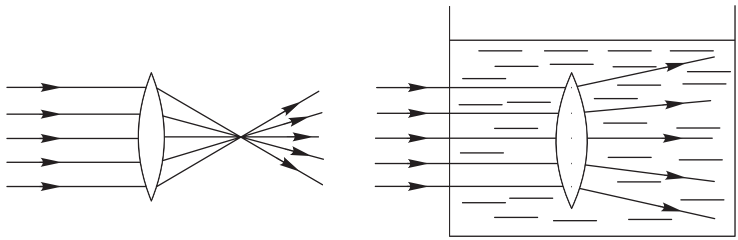


Рис. 200. Двояковыпуклые линзы: *а*) стеклянная в воздухе — собирающая; *б*) воздушная в воде — рассеивающая

е — собирающими. Такие линзы можно получить, например, образовав в воде двумя часовыми стеклами, склеенными воском, воздушную полость соответствующей формы (рис. 200).

Перейдем к рассмотрению светящихся точек, находящихся на конечном расстоянии от линзы. Будем всегда считать источники расположенными слева от линзы. Что касается изображений, то в зависимости от вида линзы и положения источника относительно нее изображение S' может находиться как справа, так и слева от линзы. Если изображение лежит справа от линзы, то это означает, что оно образовано сходящимся пучком лучей (рис. 201, *а*), т. е. лучей, которые действительно проходят через точку S'. Изображение в этом случае называется *действительным*. Оно может быть получено на экране, фотопластинке и т. п. Восстановив ход лучей, приведших к образованию изображения, мы можем всегда найти местоположение источника, хотя практически это обычно связано с некоторыми трудностями.

Предположим теперь, что изображение лежит слева от линзы, т. е. с той же стороны от нее, как и источник. Это означает, что пучок лучей, расходящихся от источника, после преломления в линзе становится еще более расходящимся, и в точке S' пересекаются лишь воображаемые продолжения преломленных лучей (рис. 201, *б*). Изображение в этом случае называется *мнимым*.

Укоренившийся в оптике термин «мнимое изображение» может привести к некоторым недоразумениям. В действительности

ничего «мнимого» в этом случае, конечно, нет. *Особенностью мнимых изображений является то, что их нельзя получить непосредственно на экране, фотопластинке и т. п.* Например, если поместить в точке S' (рис. 201, *б*) очень маленький экран, не мешающий попаданию основной части лучей на линзу, то мы

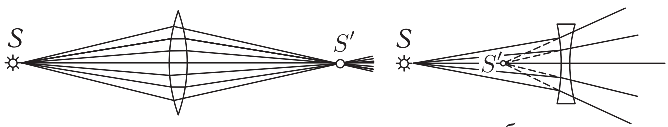


Рис. 201. Источник и действительное изображение лежат с разных сторон от линзы (*а*); мнимое изображение находится с той же стороны от линзы, что и источник (*б*)

не получим на нем светящейся точки. Однако расходящийся пучок лучей, воображаемые продолжения которых пересекаются в мнимом изображении, сам по себе не имеет ничего «мнимого». Этот пучок можно превратить в сходящийся пучок, если на пути его поставить надлежащим образом выбранную собирающую линзу. Тогда на экране или фотопластинке мы будем иметь реальное изображение S'' светящейся точки S (рис. 202), которое в то же время можно рассматривать как изображение «мнимой точки» S'.

Роль подобной собирающей линзы выполняет также глаз человека; на светочувствительной оболочке глаза — сетчатке — собираются расходящиеся от источников света лучи. Пучок расходящихся лучей, исходят ли они от реального точечного

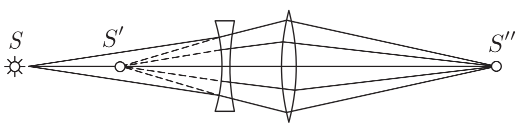


Рис. 202. Превращение расходящегося пучка лучей в сходящийся с помощью вспомогательной собирающей линзы (например, глаза)

источника S или от его мнимого изображения S', может быть собран оптической системой глаза в одну точку на сетчатке. В повседневной жизни наблюдатель приобретает привычку автоматически восстанавливать ход лучей, давших изображение на сетчатке, и определять местоположение источника. Когда в глаз попадает расходящийся пучок лучей (с вершиной в S'), изображенный на рис. 202, то, «восстанавливая» место, откуда вышли эти лучи, мы видим в точке S' источник, хотя в действи-

тельности в данной точке источника нет. Этот-то воображаемый источник мы и называем «мнимым» изображением точки S.

Пользуясь формулой (89.6), нетрудно проследить, как меняется положение изображения по мере перемещения источника вдоль главной оптической оси (см. упражнения 31, 32 в конце этой главы).

§ 91. Изображение точечного источника и протяженного объекта в плоском зеркале. Изображение точечного источника в сферическом зеркале. Мы переходим теперь к задаче нахождения изображений при отражении света от различного типа зеркал. Законы образования изображений светящихся точек при отражении в зеркале и при преломлении в линзе во многом аналогичны.

Эта аналогия, конечно, не случайна; она обусловлена тем, что формально, как мы видели в гл. IX, закон отражения является частным случаем закона преломления (при $n = -1$).

Наиболее просто решается поставленная нами задача для отражения световых лучей от плоского зеркала. Вместе с тем отражение света от плоского зеркала представляет собой наиболее простой и общеизвестный случай образования мнимых изображений, рассмотренных в предыдущем параграфе.

Пусть пучок лучей от точечного источника S (рис. 203) падает на плоское зеркало (металлическое зеркало, поверхность воды и т. д.). Проследим, что произойдет с этим конусом лучей, имеющим вершину в точке S. Возьмем два произвольных луча SA и SB. Каждый из них отразится по закону отражения, и угол каждого из них с нормалью останется после отражения неизменным. Следовательно, останется неизменным и угол между лучами после отражения.

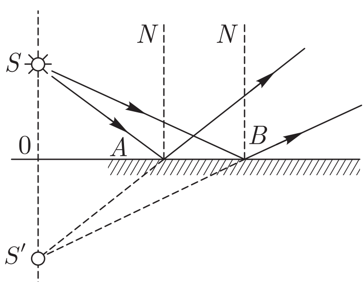


Рис. 203. Образование мнимого изображения точки в плоском зеркале

Этот угол между отраженными лучами можно изобразить на рисунке, продолжив отраженные лучи назад, за плоскость зеркала, что показано на чертеже штриховыми линиями. Точка пересечения S' продолжения лучей за зеркалом будет лежать на той же нормали к зеркалу, что и точка S, и на том же расстоянии от плоскости зеркала,

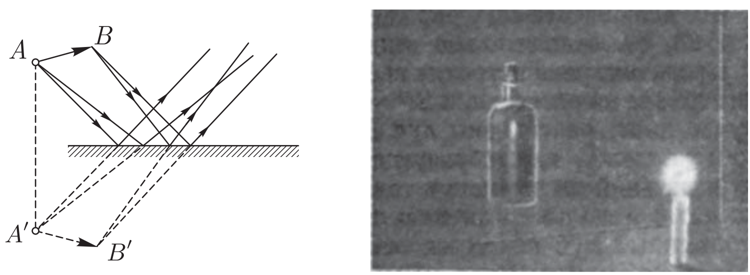
в чем легко убедиться из равенства треугольников SAO и $S'AO$ или SBO и $S'BO$.

Ввиду того что рассмотренные лучи SA и SB были совершенно произвольными, мы вправе установленные для них результаты отражения от плоского зеркала распространить на *весь* световой пучок. Следовательно, мы можем утверждать, что при отражении от плоского зеркала пучок световых лучей, исходящих из одной точки, превращается в световой пучок, в котором *продолжения всех* световых лучей снова пересекаются, в одной и той же точке.

В результате наблюдателю, помещенному на пути отраженных лучей, они будут казаться пересекающимися в точке S', и эта точка будет *мнимым изображением* точки S. Изображение будет мнимым в указанном выше смысле: никаких лучей в точке S' *за зеркалом* нет, но точка S' является *вершиной пучка лучей, повернутого после отражения от зеркала*.

Рассмотрение мнимого изображения светящейся точки в плоском зеркале и сделанные выводы о *положении* этого изображения «за зеркалом» позволяют легко найти также изображение *протяженного объекта* в плоском зеркале.

Пусть перед зеркалом находится *прямолинейный светящийся отрезок* AB (рис. 204, *а*). Выполняя по найденному рецепту построение точек A' и B' и соединяя их



а *б*

Рис. 204. *а*) Образование мнимого изображения прямолинейного отрезка в плоском зеркале. *б*) Наблюдателю кажется, что свеча горит в бутылке с водой, расположенной за стеклянной пластинкой там, где находится мнимое изображение свечи в этой пластинке

прямой, мы получим изображение *всех* точек отрезка. Это вытекает из элементарных геометрических соображений. Так как отрезок AB был выбран совершенно произвольно, то точно так

же можно построить изображение любого предмета. При этом из параллельности между собой всех нормалей к зеркалу ясно, что размеры мнимого изображения в плоском зеркале равны размерам предмета, поставленного перед зеркалом.

В решении, найденном для случая отражения световых пучков от плоского зеркала, необходимо подчеркнуть, что каждая точка светящегося объекта изобразится в плоском зеркале также в виде точки (т. е. стигматически).

Переходим теперь к рассмотрению сферических зеркал. На рис. 205 изображено сечение APB вогнутого сферического зеркала радиуса R; C — центр сферы. Средняя точка имеющейся части сферической поверхности называется *полюсом*

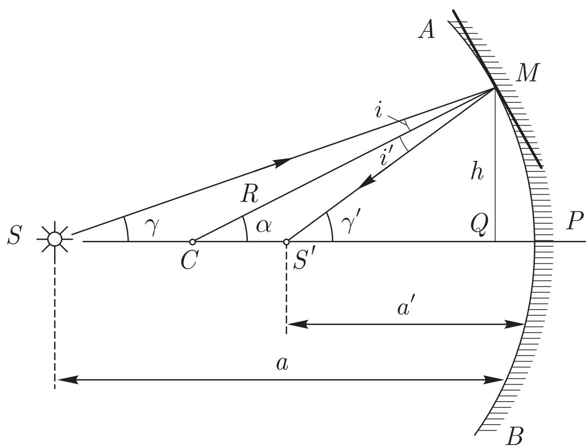


Рис. 205. Отражение от сферического зеркала луча SM, выходящего из точки S на оси

зеркала P. Нормаль к зеркалу, проходящая через центр зеркала и через его полюс, называется *главной оптической осью* зеркала. Нормали к зеркалу, проведенные в других точках его поверхности и также, конечно, проходящие через центр зеркала C, носят название *побочных* оптических осей. Одна из них (MC) показана на рис. 205. Все нормали к сферической поверхности, конечно, равноправны, и выделение главной оптической оси среди побочных не является существенным [1]). Диаметр окружности,

[1]) В линзах главная оптическая ось существенно отличается от побочных тем, что она есть единственная ось, проходящая через центры обеих сферических поверхностей, ограничивающих линзу.

ограничивающей сферическое зеркало, носит название *отверстия зеркала*.

Все дальнейшее есть упрощенное повторение сказанного в §§ 88, 89 относительно линз.

Пусть точечный источник света S расположен на главной оси зеркала на расстоянии $SP = a$ от полюса. Так же, как и в случае линз, рассмотрим луч SM, принадлежащий к у з к о м у пучку, т. е. образующий с осью м а л ы й угол γ и падающий на зеркало в точке M на высоте h над осью, так что h мало по сравнению с a и с радиусом зеркала R. Отраженный луч пересечет ось в точке S' на расстоянии $S'P = a'$ от полюса. Угол, образуемый отраженным лучом с осью, обозначим γ'. Он также будет мал.

Очевидно, CM есть перпендикуляр к поверхности зеркала в точке падения, i — угол падения, i' — угол отражения. По закону отражения

$$i = i'. \tag{91.1}$$

Обозначим буквой α угол, образуемый радиусом CM с осью. Из треугольника SMC имеем

$$i + \gamma = \alpha; \tag{91.2}$$

из треугольника CMS'

$$\gamma' = \alpha + i'. \tag{91.3}$$

Складывая (91.2) и (91.3) и учитывая, что $i = i'$, находим

$$\gamma + \gamma' = 2\alpha. \tag{91.4}$$

Так как мы рассматриваем узкий пучок лучей, прилегающих к главной оси, т. е. углы γ, γ' и α малы, то мы можем заменить синусы углов самими углами и пренебречь длиной отрезка PQ. Тогда мы будем иметь приближенные равенства:

$$\gamma = \sin\gamma = h/a, \quad \gamma' = \sin\gamma' = h/a', \quad \alpha = \sin\alpha = h/R. \tag{91.5}$$

Подставляя полученные равенства в уравнение (91.4) и сокращая на общий множитель h, находим

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{2}{R}. \tag{91.6}$$

То, что высота h, равно как и угол γ, н е в х о д я т в окончательный результат, означает, что л ю б о й луч, выходящий из точки S (и принадлежащий к достаточно узкому пучку),

после отражения пройдет через точку S' на расстоянии a' от полюса. Таким образом, точка S' есть изображение точки S.

Мы видим, что при отражении в сферическом зеркале изображением точечного источника является снова точка. Как и в случае линзы, точка S, в которой расположен источник, и точка S', в которой находится изображение, сопряжены между собой, т. е., поместив источник в точку S', мы получим изображение в точке S (следствие закона обратимости световых лучей, см. § 82).

Полученная нами формула (91.6) является основной формулой сферического зеркала.

Легко доказать, что для выпуклого сферического зеркала формула (91.6) остается в силе.

§ 92. Фокус и фокусное расстояние сферического зеркала. Найдем положение фокуса F сферического зеркала, т. е. точки, в которой пересекутся после отражения в подобном зеркале лучи, параллельные его главной оси. Как мы знаем, для получения параллельного пучка лучей источник нужно удалить весьма далеко, т. е. положить в формуле (91.6) $1/a = 0$. В этом случае $a' = f$ есть *фокусное расстояние зеркала*. Для величины фокусного расстояния, пользуясь формулой (91.6), находим

$$f = R/2. \tag{92.1}$$

Соединяя формулы (91.6) и (92.1), получим формулу зеркала в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}, \tag{92.2}$$

т. е. в виде, аналогичном формуле (89.6) тонкой линзы.

В случае вогнутого зеркала фокус расположен на середине расстояния между полюсом и центром слева от полюса (рис. 206, *а*); в случае выпуклого зеркала фокус расположен на расстоянии $R/2$ справа от полюса, т. е. является мнимым (рис. 206, *б*).

Пользуясь тем, что источник и его изображение находятся в сопряженных между собой точках, мы можем сразу сделать вывод, что если точечный источник света находится в фокусе зеркала, то его изображение находится в бесконечности, т. е. из зеркала выходит параллельный пучок лучей. Это условие служит основой для получения при помощи вогнутых зеркал параллельных световых пучков,

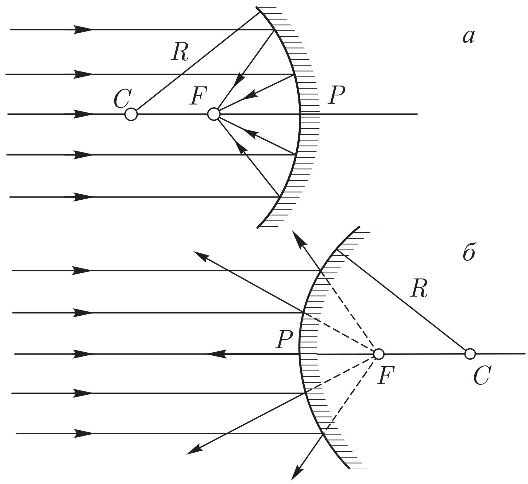


Рис. 206. Фокусы сферических зеркал: *а*) вогнутое зеркало; *б*) выпуклое зеркало. (Лучи показаны падающими на значительную часть сферических зеркал. Их следует представлять себе пересекающими зеркало на малой высоте от оси, т. е. захватывающими малую часть зеркала.)

точнее, пучков, б л и з к и х к п а р а л л е л ь н ы м. О применении этого условия к устройству прожекторов мы уже говорили в гл. VIII [1]).

Заметим, что при рассмотрении свойств сферического зеркала, как и в случае линзы, мы предполагали, во-первых, что используется о ч е н ь у з к и й п у ч о к лучей, прилегающих к оси зеркала, и, во-вторых, что применяется т о ч е ч н ы й источник света. Оба эти требования, конечно, вполне строго выполнены быть не могут. Вопрос о том, насколько существенны отступления от этих требований, в каждой конкретной задаче должен решаться особо.

§ 93. Связь между положениями источника и его изображения на главной оси сферического зеркала. Проследим, как будет меняться положение изображения при приближении источника света из бесконечности к вогнутому зеркалу (рис. 207, *а*–*г*). Из формулы (92.2) видно, что если источник проделает путь

[1]) В гл. VIII в качестве зеркала прожектора рассматривалось не сферическое зеркало, а параболоидное, которое дает пучок лучей, близкий к параллельному даже при значительных размерах отверстия зеркала, тогда как сферическое зеркало удовлетворяет этому условию лишь при малых отверстиях (малых значениях h).

из бесконечности до центра зеркала, то его изображение переместится из фокуса в центр зеркала. В итоге положения источника и изображения совпадут (рис. 207, *б*).

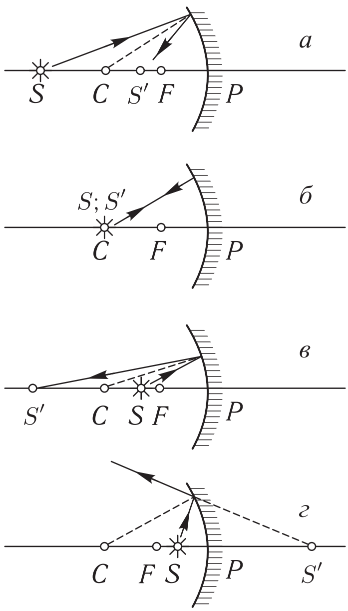


Рис. 207. Образование изображения в вогнутом сферическом зеркале при различных положениях точечного источника на оси зеркала: *а*) источник между центром и бесконечностью; *б*) в центре; *в*) между центром и фокусом; *г*) между фокусом и зеркалом

При перемещении источника света от центра к фокусу его изображение удаляется от центра зеркала (рис. 207, *в*). При помещении источника света в фокус его изображение уходит в бесконечность, т. е., как мы уже знаем, точечный источник в фокусе зеркала дает пучок параллельных лучей.

Если, наконец, источник света находится между фокусом зеркала и его полюсом, то отраженные лучи не будут иметь общей вершины с вогнутой стороны зеркала и нигде не пересекут главной оси зеркала (рис. 207, *г*). Только их продолжения за зеркалом (показанные на рисунке штриховыми линиями) будут иметь общую вершину (S'). Это значит, что изображение в данном случае будет мнимым. Для отыскания его положения достаточно продолжить за зеркало направление любого отраженного луча; место его пересечения с главной осью даст положение изображения.

Рассмотрим изображения, даваемые выпуклым сферическим зеркалом. Мы уже видели, что выпуклое зеркало имеет мнимый фокус на расстоянии $R/2$ от полюса. Построение изображения для точки, расположенной на конечном расстоянии от зеркала, выполнено на рис. 208. Мы видим, что выпуклое зеркало всегда дает мнимое изображение.

§ 94. Способы изготовления линз и зеркал. Основным материалом, применяемым для изготовления линз, призм и других оптических деталей, служит *оптическое стекло*. Стекло прозрачно и может быть очень однородным. Весьма важно, что стекло обладает стойкостью по отношению и к механическим и к химическим воздействиям. Поэтому

детали из стекла могут быть обработаны с большой степенью точности, и приданная им в результате обработки форма остается впоследствии неизменной.

Оптические свойства стекла (в первую очередь показатель преломления) можно изменять в довольно широких пределах путем надлежащего изменения его состава. Основной составной частью стекол является кремнезем SiO_2. К нему добавляются окислы других элементов: натрия, калия, кальция, бария, алюминия, бора, свинца и т. п. В зависимости от рода примесей и их количества меняются оптические свойства стекла.

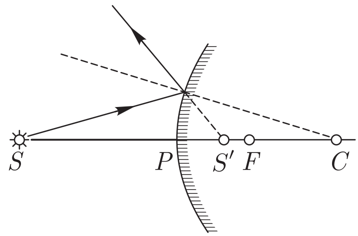


Рис. 208. Построение мнимого изображения в выпуклом сферическом зеркале

Оптическое стекло, предназначенное для изготовления той или иной оптической детали, вначале распиливается и грубо обдирается под надлежащий размер. Затем производится шлифовка и полировка детали. Обработка оптических деталей должна, как правило, производиться с весьма большой точностью (отклонение от заданной кривизны поверхности не должно превышать 0,00002 мм). Требования к точности здесь примерно в 500 раз больше, чем при обычной обработке механических деталей, производимой с механическими измерителями. Поэтому для контроля качества обработки обычно применяются специальные оптические методы, основанные на явлении интерференции.

У зеркал, применяемых в быту, отражающий слой нанесен с обратной стороны стеклянной пластинки и может быть виден только *через стекло*. Этот слой наносится *химически*, путем осаждения слоя металлического серебра из раствора $AgNO_3$ с добавлением к нему определенных веществ. Такой слой, защищенный обычно с задней стороны лаком, а затем картоном или деревом, а с передней — стеклом, весьма прочен.

Однако для зеркал, применяемых в научных исследованиях, этот способ не пригоден, ибо полученное таким образом зеркало дает добавочное слабое (около 5 %) отражение от наружной поверхности стекла, а лучи, отраженные от металлического слоя, должны пройти слой стекла, что несколько меняет их направление и сильно усложняет расчет зеркал. Поэтому в оптических зеркалах хорошо отражающий слой металла наносится на тщательно отшлифованную и отполированную поверхность стекла *снаружи*. Обычно применяют слой серебра или алюминия, нанесенный путем испарения в вакууме или путем катодного распыления. Свежий слой этих металлов дает коэффициент отражения до 90 % и более. С течением времени отражающая способность зеркал с «наружным» покрытием ухудшается. В последнее

время стали получать очень стойкие зеркала с весьма высоким коэффициентом отражения, до 95% и более, покрывая стекло несколькими слоями различных (не металлических!) материалов строго рассчитанной толщины. Высокие отражающие свойства таких многослойных покрытий основаны на явлениях интерференции света.

§ 95. Изображение протяженных объектов в сферическом зеркале и линзе. До сих пор мы предполагали, что источник света представляет собой светящуюся точку, находящуюся на главной оптической оси зеркала или линзы. Рассмотрим теперь изображение в сферическом зеркале или линзе небольших предметов, расположенных вблизи их главной оси. Выражение «небольшой предмет» будет означать, что данный предмет виден из центра зеркала или линзы под м а л ы м у г л о м. Так как отдельные точки протяженного предмета лежат вне главной оптической оси, то поставленная задача сводится к построению изображения таких «внеосевых» точек. Задача эта решается без труда. Разберем ее для случая сферического зеркала.

Пусть точечный источник света находится в точке S_1 на некотором расстоянии от главной оси зеркала (рис. 209). Проведем через него побочную оптическую ось. По отношению к отражению в сферическом зеркале точка S_1 вполне равноправна с точкой S, лежащей на главной оси зеркала на том же расстоянии от его центра C. Таким образом, если мы выделим узкий пучок лучей вблизи оси S_1C, то, пользуясь результатами § 91, можем утверждать, что он после отражения соберется снова в одной точке S_1' — изображении точки S_1. Легко видеть, что л ю б а я точка дуги S_1SS_2 с центром в точке C изобразится точкой, лежащей на дуге $S_1'S'S_2'$ с центром также в C. Другими словами, дуга $S_1'S'S_2'$ является изображением дуги S_1SS_2.

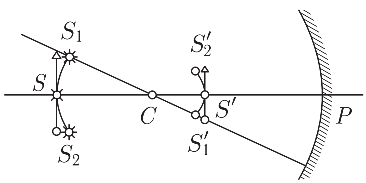


Рис. 209. Построение изображения протяженного объекта в сферическом зеркале

Мы будем предполагать, что все точки дуги S_1SS_2 находятся на небольшом расстоянии от главной оси. Тогда п р а к т и ч е с к и можно заменить дуги S_1SS_2 и $S_1'S'S_2'$ прямолинейными отрезками, перпендикулярными к главной оси.

Итак, мы доказали, что *небольшой отрезок, перпендикулярный к главной оси, изобразится после отражения в сфериче-*

ском зеркале также отрезком, перпендикулярным к главной оси. Этот вывод имеет силу только при условии достаточной малости угла, под которым объект виден из центра зеркала; в противном случае заменить дугу прямолинейным отрезком нельзя. Практически нарушение этого условия приводит к тому, что изображение становится нечетким, расплывчатым по краям.

Совершенно аналогично решается задача и для тонкой линзы. И в этом случае хорошее, четкое изображение протяженных объектов получается только при условии, что эти объекты (их крайние точки) видны из оптического центра линзы под малым углом к главной оси. При несоблюдении этого условия изображение получается более или менее расплывчатым и искаженным.

§ 96. Увеличение при изображении объектов в сферическом зеркале и линзе. Теперь надо рассмотреть еще вопрос о размерах изображения, получающегося в зеркале и линзе. Выполненные на рис. 210 построения сразу указывают на то, что, в отличие от случая плоского зеркала, размер изображения, даваемого сферическим зеркалом, будет меняться в зависимости от положения объекта по отношению к фокусу зеркала. Так, например, если объект находится много дальше фокуса вогнутого зеркала, то его изображение получается уменьшенным. Если объект находится между зеркалом и фокусом, то изображение получается мнимым и увеличенным.

Отношение линейных размеров изображения $S_1'S_2' = y'$ к линейным размерам предмета $S_1S_2 = y$ называется *линейным*, или *поперечным, увеличением*:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{S_1'S_2'}{S_1S_2}.$$

Из подобия треугольников S_1PS_2 и $S_1'PS_2'$ (рис. 210, *а*) находим

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{a'}{a}. \tag{96.1}$$

Легко убедиться, что равенство (96.1) справедливо и в других случаях получения изображения при помощи сферических зеркал (рис. 210, *б* и *в*).

Изображения, получаемые с помощью линзы, могут быть также увеличенными и уменьшенными. Из подобия треугольников S_1OS_2 и $S_1'OS_2'$ (рис. 211) находим для увеличения линзы

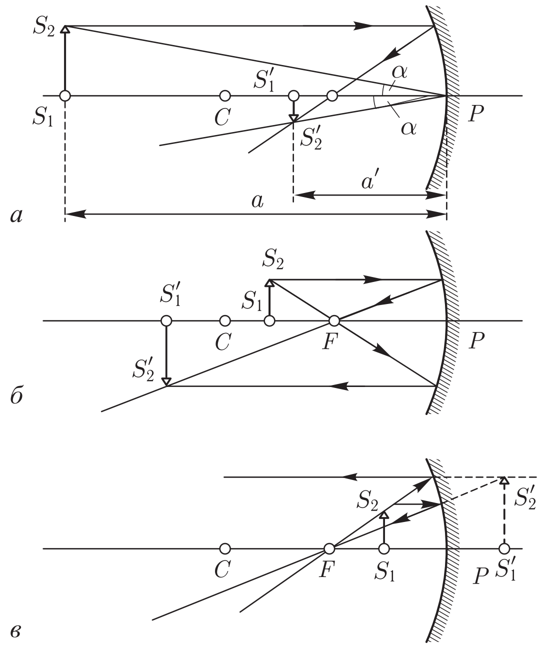


Рис. 210. Изображения протяженных объектов в вогнутом сферическом зеркале. Объект расположен: *а*) за центром зеркала (изображение действительное, обратное и уменьшенное); *б*) между центром и фокусом (изображение действительное, обратное и увеличенное); *в*) ближе фокуса (изображение мнимое, прямое и увеличенное)

точно такое же выражение, какое мы получили для сферического зеркала:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{a'}{a}. \tag{96.2}$$

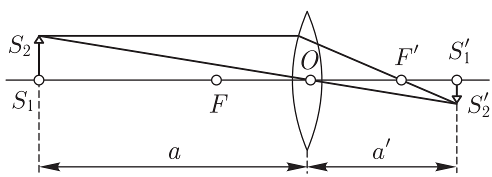


Рис. 211. Линейное увеличение линзы $\beta = S_1'S_2'/S_1S_2 = a'/a$

Наряду с линейным увеличением мы будем рассматривать также *угловое увеличение* линзы (или сферического зеркала). Угловым увеличением γ называется отношение тангенсов углов α' и α, составляемых лучом, выходящим из линзы, и лучом,

падающим на линзу, с оптической осью, т. е.

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha}. \tag{96.3}$$

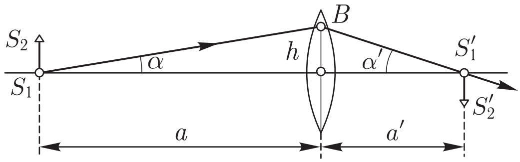


Рис. 212. Угловое увеличение линзы $\gamma = \operatorname{tg}\alpha' / \operatorname{tg}\alpha = a/a'$

Из рис. 212 видно, что

$$h = a \operatorname{tg}\alpha = a' \operatorname{tg}\alpha';$$

отсюда

$$\gamma = \operatorname{tg}\alpha' / \operatorname{tg}\alpha = a/a'.$$

Сравнивая это соотношение с (96.1), находим

$$\gamma = \frac{1}{\beta}, \tag{96.4}$$

т. е. *угловое увеличение есть величина, обратная линейному увеличению*. Из этого следует, что чем больше линейное увеличение, т. е. размеры изображения, тем меньше угловое увеличение, т. е. тем менее широки пучки световых лучей, образующих изображение. Это обстоятельство имеет важное значение для понимания вопроса о яркости изображения (см. гл. XI).

§ 97. Построение изображений в сферическом зеркале и линзе. При построении изображения любой точки источника нет надобности рассматривать много лучей. Для этого достаточно построить два луча; точка их пересечения определит местоположение изображения. Удобнее всего построить те лучи, ход которых легко проследить. Ход этих лучей в случае отражения от зеркала изображен на рис. 213.

Луч *1* проходит через центр зеркала и поэтому нормален к поверхности зеркала. Этот луч возвращается после отражения точно назад вдоль побочной или главной оптической оси.

Луч *2* параллелен главной оптической оси зеркала. Этот луч после отражения проходит через фокус зеркала.

Луч *3*, который от точки объекта проходит через фокус зеркала. После отражения от зеркала он идет параллельно главной оптической оси.

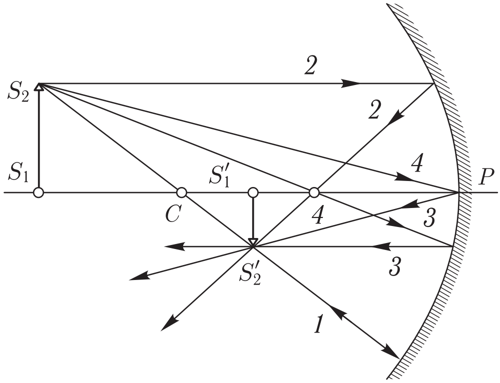


Рис. 213. Различные приемы построения изображения в вогнутом сферическом зеркале

Луч *4*, падающий на зеркало в его полюсе, отразится назад симметрично по отношению к главной оптической оси.

Для построения изображения можно воспользоваться любой парой этих лучей.

Построив изображения достаточного числа точек протяженного объекта, можно составить представление о положении изображения всего объекта. В случае простой формы объекта, указанной на рис. 213 (отрезок прямой, перпендикулярный к главной оси), достаточно построить всего одну точку изображения S_2'. Несколько более сложные случаи рассмотрены в упражнениях.

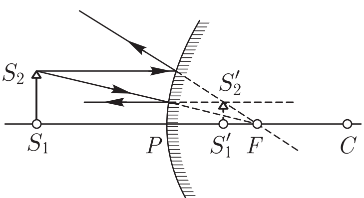


Рис. 214. Построение изображения в выпуклом сферическом зеркале

На рис. 210 были даны геометрические построения изображений для разных положений объекта перед зеркалом. Рис. 210, *в* — объект помещен между зеркалом и фокусом — иллюстрирует построение мнимого изображения при помощи продолжения лучей за зеркало.

На рис. 214 дан пример построения изображения в выпуклом зеркале. Как было указано ранее, в этом случае получаются всегда мнимые изображения.

Для построения изображения в линзе любой точки объекта, так же как и при построении изображения в зеркале, достаточно найти точку пересечения каких-либо д в у х лучей, исходящих

из этой точки. Наиболее простое построение выполняется при помощи лучей, указанных на рис. 215.

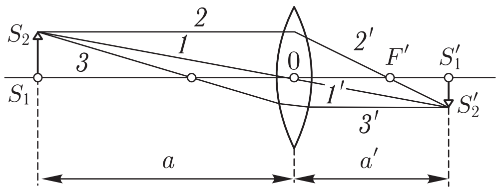


Рис. 215. Различные приемы построения изображения в линзе

Луч *1* идет вдоль побочной оптической оси без изменения направления.

Луч *2* падает на линзу параллельно главной оптической оси; преломляясь, этот луч проходит через задний фокус F'.

Луч *3* проходит через передний фокус F; преломляясь, этот луч идет параллельно главной оптической оси.

Построение этих лучей выполняется без всяких затруднений. Всякий другой луч, идущий из точки S_2, построить было бы значительно труднее — пришлось бы непосредственно использовать закон преломления. Но в этом и нет необходимости, так как после выполнения построения любой преломленный луч пройдет через точку S'_2.

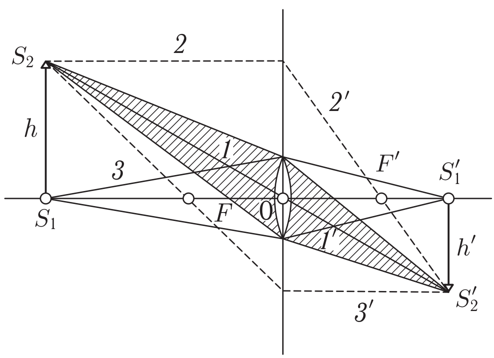


Рис. 216. Построение изображения в случае, когда предмет значительно больше линзы

Следует отметить, что при решении задачи о построении изображения внеосевых точек вовсе не необходимо, чтобы выбранные простейшие пары лучей действительно проходили через линзу (или зеркало). Во многих случаях, например при фотографировании, предмет значительно больше линзы,

и лучи *2* и *3* (рис. 216) не проходят через линзу. Тем не менее эти лучи могут быть использованы для построения изображения. Реальные лучи, участвующие в образовании изображения, ограничены оправой линзы (заштрихованные конусы), но сходятся, конечно, в той же точке S_2', поскольку доказано, что при преломлении в линзе изображением точечного источника является снова точка.

Рассмотрим несколько типичных случаев изображения в линзе. Линзу будем считать собирающей.

1. *Предмет находится от линзы на расстоянии, большем двойного фокусного расстояния.* Таково обычно положение предмета при фотографировании.

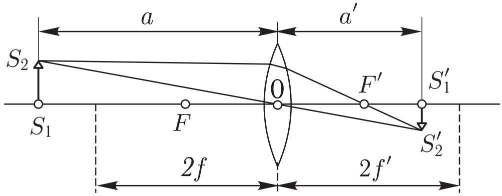


Рис. 217. Построение изображения в линзе в случае, когда предмет находится за двойным фокусным расстоянием

Построение изображения дано на рис. 217. Поскольку $a > 2f$, то по формуле линзы (89.6)

$$\frac{1}{a'} = \frac{1}{f} - \frac{1}{a} > \frac{1}{2f}, \quad a' < 2f,$$

т. е. *изображение лежит между задним фокусом и точкой, находящейся на двойном фокусном расстоянии от оптического центра линзы. Изображение — перевернутое* (обратное) и *уменьшенное*, так как по формуле увеличения

$$\beta = \frac{a'}{a} < 1.$$

2. Отметим важный частный случай, когда *на линзу падает пучок лучей, параллельных какой-либо побочной оптической оси.* Подобный случай имеет место, например, при фотографировании очень удаленных протяженных предметов. Построение изображения дано на рис. 218.

В этом случае *изображение лежит на соответствующей побочной оптической оси, в месте ее пересечения с задней фокальной плоскостью* (так называется плоскость, перпендикулярная к главной оси и проходящая через задний фокус линзы).

Точки фокальной плоскости нередко называют *фокусами* соответствующих побочных осей, оставляя название главный фокус за точкой F', соответствующей главной оси.

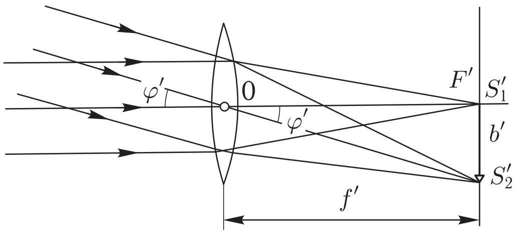


Рис. 218. Построение изображения в случае, когда на линзу падает пучок лучей, параллельных побочной оптической оси

Расстояние b' фокуса S_2' от главной оптической оси линзы и угол φ' между рассматриваемой побочной осью и главной осью связаны, очевидно, формулой (рис. 218)

$$\operatorname{tg}\varphi' = \frac{b'}{f'}. \tag{97.1}$$

3. *Предмет лежит между точкой на двойном фокусном расстоянии и передним фокусом* — обычное положение предмета при проецировании проекционным фонарем. Для исследования этого случая достаточно воспользоваться свойством обратимости изображения в линзе. Будем считать $S_1'S_2'$ источником (см. рис. 217), тогда S_1S_2 будет являться изображением. Легко видеть, что в рассматриваемом случае *изображение — обратное, увеличенное и лежит от линзы на расстоянии, большем двойного фокусного расстояния.*

Полезно отметить частный случай, когда предмет находится от линзы на расстоянии, равном двойному фокусному расстоянию, т. е. $a = 2f$. Тогда по формуле линзы

$$\frac{1}{a'} = \frac{1}{f} - \frac{1}{2f} = \frac{1}{2f}; \quad a' = 2f,$$

т. е. *изображение лежит от линзы также на двойном фокусном расстоянии.* Изображение в этом случае *перевернутое.* Для увеличения находим

$$\beta = 1,$$

т. е. *изображение имеет те же размеры, что и предмет.*

4. Большое значение имеет частный случай, когда *источник находится в плоскости, перпендикулярной к главной оси линзы и проходящей через передний фокус.*

Эта плоскость также является фокальной плоскостью; ее называют *передней фокальной плоскостью*. Если точечный источник находится в какой-либо из точек фокальной плоскости, т. е. в одном из передних фокусов, то из линзы выходит параллельный пучок лучей, направленный вдоль соответствующей оптической оси (рис. 219). Угол φ между этой осью и главной осью и расстояние b от источника до оси связаны формулой

$$\operatorname{tg}\varphi = b/f. \tag{97.2}$$

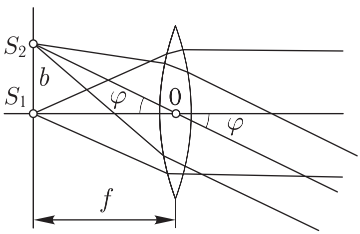


Рис. 219. Источники S_1 и S_2 лежат в передней фокальной плоскости. (Из линзы выходят пучки лучей, параллельные побочным осям, проходящим через точки источника.)

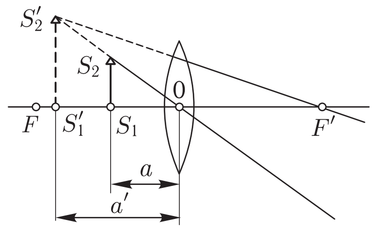


Рис. 220. Построение изображения в случае, когда предмет лежит между передним фокусом и линзой

5. *Предмет лежит между передним фокусом и линзой, т. е. $a < f$.* В этом случае изображение — *прямое* и *мнимое*.

Построение изображения в этом случае дано на рис. 220. Так как $a < a'$, то для увеличения имеем

$$\beta > 1,$$

т. е. изображение *увеличенное*. Мы вернемся к данному случаю при рассмотрении *лупы*.

6. *Построение изображения для рассеивающей линзы* (рис. 221).

Изображение в рассеивающей линзе всегда *мнимое* и *прямое*. Наконец, поскольку $a' < a$, то изображение всегда *уменьшенное*.

Отметим, что при всех построениях лучей, проходящих через тонкую линзу, мы можем не рассматривать ход их внутри самой линзы. Важно лишь знать расположение оптического центра и главных фокусов. Таким образом, тонкая линза мо-

жет быть изображена плоскостью, проходящей через оптический центр перпендикулярно к главной оптической оси, на которой должны быть отмечены положения главных фокусов. Эта плоскость называется *главной плоскостью*. Очевидно, что луч, входящий в линзу и выходящий из нее, проходит через одну и ту же точку главной плоскости (рис. 222, *а*). Если мы сохраняем на рисунках очертания линзы, то только для наглядного различия собирающей и рассеивающей линз; для всех же построений эти очертания излишни. Иногда для большей простоты чертежа вместо очертаний линзы применяют символическое изображение, показанное на рис. 222, *б*.

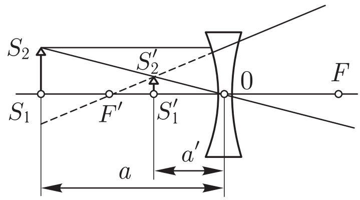


Рис. 221. Построение изображения в рассеивающей линзе

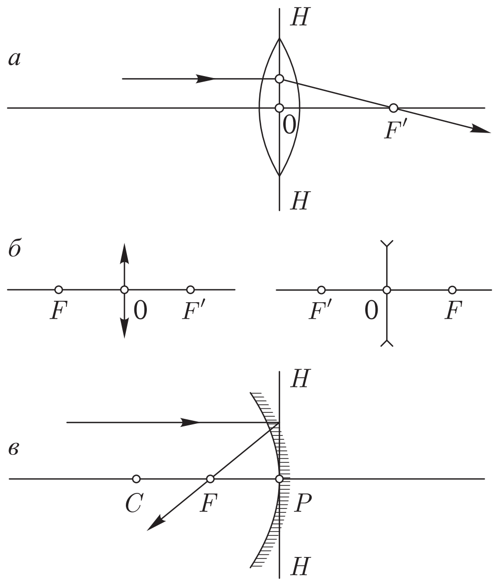


Рис. 222. *а*) Замена линзы главной плоскостью HH; *б*) символическое изображение собирающей (слева) и рассеивающей (справа) линз; *в*) замена зеркала главной плоскостью HH

Аналогично, сферическое зеркало можно изображать *главной плоскостью*, которая касается поверхности сферы в полюсе зеркала, с указанием на главной оси положения центра сферы C и главного фокуса F. Положение C указывает, имеем ли мы

дело с вогнутым (собирающим) или с выпуклым (рассеивающим) зеркалом (рис. 222, *в*).

§ 98. Оптическая сила линз. Для характеристики оптических свойств различных линз часто пользуются величиной, обратной фокусному расстоянию линзы f. Величина

$$D = 1/f \tag{30}$$

называется *оптической силой линзы*.

Чем короче фокусное расстояние, тем сильнее преломляет линза и тем больше D. Таким образом, D может служить характеристикой преломляющей способности линзы.

За единицу оптической силы линзы принимается оптическая сила такой линзы, фокусное расстояние которой равно 1 м; такая единица называется *диоптрией* (дптр). Оптическая сила всякой линзы (в диоптриях) равна единице, деленной на фокусное расстояние (в метрах). Для собирающих (положительных) линз оптическая сила положительна; для рассеивающих (отрицательных) линз — отрицательна. Так, например, рассеивающая линза с фокусным расстоянием $f = 20$ см имеет оптическую силу $D = -1/0{,}20 = -5$ дптр.

Эти обозначения хорошо известны тем, кто пользуется очками.

? **28.** Пользуясь методом, примененным для вывода формулы линзы, найдите формулу для преломления на сферической границе раздела двух сред (например, воздух–стекло; рис. 223).

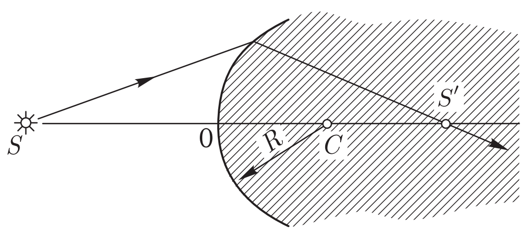


Рис. 223. К упражнению 28

29. Докажите, что фокусные расстояния сферической поверхности (упражнение 28) связаны соотношением

$$f_1/f_2 = n_1/n_2,$$

где n_1 — показатель преломления первой среды, n_2 — второй среды.

30. Найдите фокусное расстояние плосковыпуклой линзы, для которой радиус кривизны сферической поверхности равен 80 см. Показатель преломления стекла равен 1,6.

31. Собирающая линза имеет фокусное расстояние 40 см. Предмет находится на расстоянии 1 м от линзы. Найдите расположение изображения, а также линейное и угловое увеличения. Решите задачу с помощью вычислений и графическим путем, построив (в масштабе) изображение небольшого предмета в линзе.

32. Решите предыдущую задачу для случая, когда предмет находится на расстоянии 20 см от линзы.

33. Вогнутое зеркало имеет радиус 40 см. Предмет расположен на расстоянии 30 см от зеркала. Найдите положение изображения и увеличение зеркала. Постройте изображение и определите, прямое оно или обратное.

34. Укажите положение изображения в тонкой линзе, если источник находится на главной оптической оси: а) в бесконечности; б) на двойном фокусном расстоянии; в) в главном фокусе; г) между главным фокусом и линзой.

35. Проанализируйте, как меняются положение и размеры изображения при перемене положения предмета для случаев: а) собирающей линзы; б) рассеивающей линзы; в) вогнутого зеркала; г) выпуклого зеркала.

36. Оптическая сила линзы равна 2 дптр. Найдите ее фокусное расстояние.

37. Постройте изображение в линзе небольшого отрезка, наклоненного к оси под углом 45°.

38. Плоское зеркало поворачивается на угол β около оси, лежащей в плоскости зеркала и перпендикулярной к падающему лучу; на какой угол повернется при этом отраженный луч?

Глава XI. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ИХ ПОГРЕШНОСТИ

§ 99. Оптическая система. Тонкая линза представляет *простейшую оптическую систему*. Простые тонкие линзы применяются главным образом в виде стекол для очков. Кроме того, общеизвестно применение линзы в качестве увеличительного стекла (лупы).

Действие многих оптических приборов — проекционного фонаря, фотоаппарата и др. — может быть схематически уподоблено действию тонких линз, как об этом упоминалось в § 97. Однако тонкая линза дает хорошее изображение только в том сравнительно редком случае, когда можно ограничиться узким одноцветным пучком, идущим от источника вдоль главной оптической оси или под небольшим углом к ней. В большинстве же практических задач, где эти условия не выполняются, изображение, даваемое тонкой линзой, довольно несовершенно. Поэтому в большинстве случаев прибегают к построению более *сложных оптических систем*, имеющих большое число преломляющих поверхностей и не ограниченных требованием близости этих поверхностей (требованием, которому удовлетворяет тонкая линза).

§ 100. Главные плоскости и главные точки системы. Осуществим сложную оптическую систему, расположив несколько линз одну за другой так, чтобы их главные оптические оси совпадали (рис. 224). Эта общая главная ось всей системы проходит через центры всех поверхностей, ограничивающих отдельные линзы. Направим на систему пучок параллельных лучей, соблюдая, как и в § 88, условие, чтобы диаметр этого пучка был достаточно мал. Мы обнаружим, что по выходе из системы пучок собирается в одной точке F', которую, так же как и в случае тонкой линзы, назовем *задним фокусом системы*. Направив параллельный пучок на систему с противоположной стороны, найдем *передний фокус системы* F. Однако при ответе на вопрос, каково фокусное расстояние рассматриваемой системы, мы встречаем затруднение, ибо неизвестно, до какого

места системы надо отсчитывать это расстояние от точек F и F'. Точки, аналогичной оптическому центру тонкой линзы, в оптической системе, вообще говоря, нет, и нет оснований отдать предпочтение какой-нибудь из многих поверхностей, составляющих систему; в частности, расстояния от F и F' до соответствующих наружных поверхностей системы не являются одинаковыми.

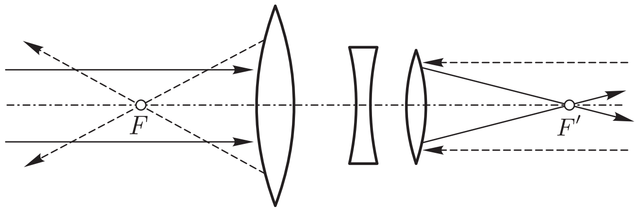


Рис. 224. Фокусы оптической системы

Эти затруднения разрешаются следующим образом.

В случае тонкой линзы все построения можно сделать, не рассматривая хода лучей в линзе и ограничившись изображением линзы в виде главной плоскости (см. § 97).

Исследование свойств сложных оптических систем показывает, что и в этом случае мы можем не рассматривать действительного хода лучей в системе. Однако для замены сложной оптической системы приходится использовать не одну главную плоскость, а совокупность *двух главных плоскостей*, перпендикулярных к оптической оси системы и пересекающих ее в двух так называемых *главных точках* (H и H'). Отметив на оси положение главных фокусов, мы будем иметь полную характеристику оптической системы (рис. 225). При этом изображение очертаний наружных поверхностей, ограничивающих систему (в виде жирных дуг рис. 225), является излишним. Две главные плоскости системы заменяют единую главную плоскость тонкой линзы: переход от системы к тонкой линзе означает сближение двух главных плоскостей до слияния, так что главные точки H и H' сближаются и совпадают с оптическим центром линзы.

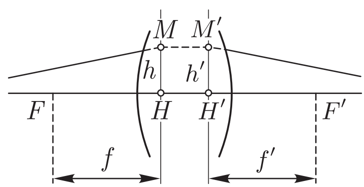


Рис. 225. Главные плоскости оптической системы

Таким образом, главные плоскости системы представляют собою как бы расчленение главной плоскости тонкой линзы. Это обстоятельство находится в соответствии с их основным

свойством: луч, входящий в систему, пересекает первую главную плоскость на *той же высоте* h, на какой выходящий из системы луч пересекает вторую главную плоскость (см. рис. 225).

Мы не будем приводить доказательства того, что такая пара плоскостей действительно существует во всякой оптической системе, хотя доказательство это и не представляет особых трудностей; ограничимся лишь указанием метода использования этих характеристик системы для построения изображения.

Главные плоскости и главные точки могут лежать и внутри и вне системы, совершенно несимметрично относительно поверхностей, ограничивающих систему, например даже по одну сторону от нее.

С помощью главных плоскостей решается и вопрос о фокусных расстояниях системы. *Фокусными расстояниями оптической системы называются расстояния от главных точек до соответствующих им фокусов.* Таким образом, если мы обозначим F и H — передний фокус и переднюю главную точку, F' и H' — задний фокус и заднюю главную точку, то $f' = H'F'$ есть заднее фокусное расстояние системы, $f = HF$ — ее переднее фокусное расстояние.

Если по обе стороны системы находится одна и та же среда (например, воздух), так что в ней расположены передний и задний фокусы, то

$$f = f', \tag{100.1}$$

как и для тонкой линзы.

§ 101. Построение изображений в системе. Зная положение главных и фокальных плоскостей системы, мы можем построить изображение в системе, совершенно не интересуясь ее конкретными свойствами — числом преломляющих поверхностей, их положением и кривизной и т. д. Для построения достаточно провести какие-нибудь два луча из числа тех, построение которых может быть выполнено без затруднений. Ход этих лучей изображен на (рис. 226).

Луч *1* падает на систему параллельно главной оси; если этот луч пересекает переднюю главную плоскость в точке Q, то по свойству главных плоскостей он пересечет заднюю главную плоскость в точке Q' на той же высоте над осью и пройдет, выйдя из системы через задний фокус F'.

Луч *2* проходит через передний фокус и пересекает главную плоскость в точке R; он пройдет на той же высоте ($R'H' = RH$) через заднюю главную плоскость и выйдет из системы параллельно главной оси.

Указанная пара лучей может быть использована для построения изображения точки S_2 в данной системе. В соответствии с этим отрезок S_1S_2 изобразится в виде отрезка $S_1'S_2'$.

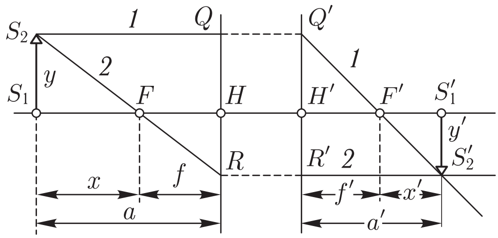


Рис. 226. Построение изображения в оптической системе

§ 102. Увеличение системы. Найдем теперь формулы для *линейного увеличения* β системы. Из подобия треугольников $S_1'S_2'F'$ и $H'Q'F'$ (рис. 226) имеем

$$\frac{S_1'S_2'}{H'Q'} = \frac{F'S_1'}{F'H'};$$

но $S_1'S_2' = y'$, $H'Q' = HQ = S_1S_2 = y$, $F'H' = f'$. Таким образом, обозначив через x' расстояние от заднего фокуса до изображения, находим

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{x'}{f'}. \qquad (102.1)$$

Тем же путем из подобия треугольников S_1S_2F и HRF находим

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{f}{x}, \qquad (102.2)$$

где x — расстояние предмета от переднего фокуса. (Для рассматриваемых нами систем (см. § 100) $f = f'$.)

Наряду с линейным увеличением для характеристики действия оптической системы, как и в случае тонкой линзы (см. § 96), большое значение имеет *угловое увеличение*. Угловым увеличением γ называется отношение тангенсов углов α' и α, составляемых лучами, выходящим из системы и падающим на систему, с оптической осью, т. е.

$$\gamma = \operatorname{tg}\alpha' / \operatorname{tg}\alpha. \qquad (102.3)$$

С помощью рис. 227 можно показать (см. упражнение 45), что, так же как и в случае тонкой линзы,

$$\gamma = \frac{1}{\beta}. \qquad (102.4)$$

Это означает, что чем больше размеры изображения, тем меньше ширина световых пучков, образующих это изображение (ср. § 96). В § 109 этой главы

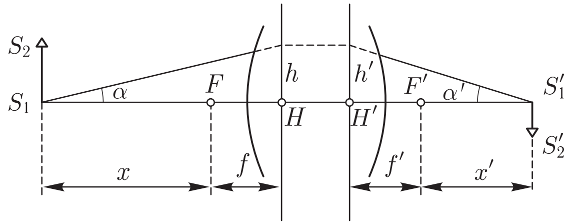


Рис. 227. Угловое увеличение оптической системы

будет показано, какое значение имеет это обстоятельство для вопросов, связанных с освещенностью и яркостью изображений, даваемых оптическими системами.

§ 103. Недостатки оптических систем. Рассматривая образование изображений протяженных объектов в оптических системах, мы все время предполагали, что изображение образуется узкими световыми пучками и что они падают на систему под небольшими углами к ее главной оптической оси. И то и другое предположения практически в оптических приборах не выполняются. Для получения больших освещенностей приходится пользоваться широкими световыми пучками, т. е. применять линзы большого диаметра.

Второе предположение также не выполняется во всех тех случаях, когда прибор должен дать изображение точек, значительно удаленных от его главной оси, например при фотографировании. Отказываясь от этих ограничений, мы ухудшаем оптическое изображение: изображение оказывается, вообще говоря, не вполне резким, расплывчатым; мелкие детали смазываются и становятся неразличимы. Кроме того, иногда теряется точное подобие между предметом и его изображением.

Необходимо считаться еще с одним явлением, влияющим на качество изображения в оптической системе, именно, с зависимостью показателя преломления оптических стекол от длины волны. Эта зависимость приводит к тому, что края изображения, полученного с помощью белого света, оказываются окрашенными.

Полное устранение всех вышеперечисленных недостатков оптического изображения в реальных системах невозможно. Однако тщательное изучение погрешностей оптических систем позво-

ляет найти пути для уменьшения их влияния, и в современных оптических приборах эти погрешности настолько уменьшены, что незначительно сказываются на качестве изображения.

Погрешности оптических систем называют *аберрациями*. Ниже мы рассмотрим главнейшие аберрации и способы их устранения.

§ 104. Сферическая аберрация. Возникновение этой погрешности можно проследить с помощью легко доступных опытов. Возьмем простую собирающую линзу *1* (например, плосковыпуклую линзу) по возможности с большим диаметром и малым фокусным расстоянием. Небольшой и в то же время достаточно яркий источник света можно получить, если, просверлив в большом экране *2* отверстие диаметром около 1 мм, укрепить перед ним кусочек матового стекла *3*, освещенного сильной лампой с небольшого расстояния. Еще лучше сконцентрировать на матовом стекле свет от дугового фонаря. Эта «светящаяся точка» должна быть расположена на главной оптической оси линзы (рис. 228, *а*).

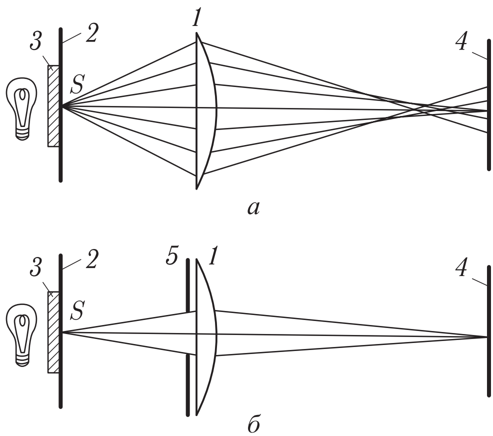


Рис. 228. Экспериментальное изучение сферической аберрации: *а*) линза, на которую падает широкий пучок, дает расплывчатое изображение; *б*) центральная зона линзы дает хорошее резкое изображение

С помощью указанной линзы, на которую падают широкие световые пучки, не удается получить резкое изображение источника. Как бы мы ни перемещали экран *4*, на нем получается довольно расплывчатое изображение. Но если ограничить пучки, падающие на линзу, поставив перед ней кусок картона *5* с небольшим отверстием против центральной части (рис. 228, *б*),

то изображение значительно улучшится: можно найти такое положение экрана *4*, что изображение источника на нем будет достаточно резким. Это наблюдение вполне согласуется с тем, что нам известно относительно изображения, получаемого в линзе с помощью узких приосевых пучков (ср. § 89).

Заменим теперь картон с центральным отверстием куском картона с небольшими отверстиями, расположенными вдоль диаметра линзы (рис. 229). Ход лучей, проходящих через эти отверстия, можно проследить, если слегка задымить воздух за линзой. Мы обнаружим, что лучи, проходящие через отверстия, расположенные на различном расстоянии от центра линзы, пересекаются в разных точках: чем дальше от оси линзы выходит луч, тем сильнее он преломляется и тем ближе к линзе находится точка его пересечения с осью (рис. 230).

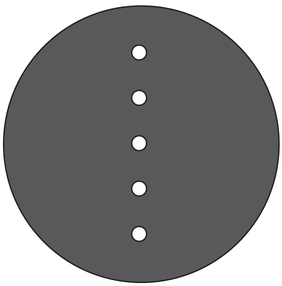


Рис. 229. Экран с отверстиями для изучения сферической аберрации

Таким образом, наши опыты показывают, что лучи, проходящие через отдельные зоны линзы, расположенные на разных расстояниях от оси, дают изображения источника, лежащие на разных расстояниях от линзы. При данном положении экрана разные зоны линзы дадут на нем: одни — более резкие,

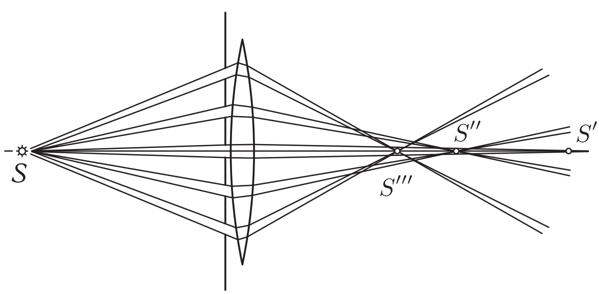


Рис. 230. Возникновение сферической аберрации. Лучи, выходящие из линзы на разной высоте над осью, дают изображения точки S в разных точках S', S'', S'''

другие — более расплывчатые изображения источника, которые сольются в светлый кружок.

В результате *линза большого диаметра дает изображение точечного источника не в виде точки, а в виде расплывчатого светлого пятнышка.*

Итак, при использовании широких световых пучков мы не получаем точечного изображения даже в том случае, когда источник расположен на главной оси. Эта погрешность оптических систем называется *сферической аберрацией*.

Для простых отрицательных линз благодаря сферической аберрации фокусное расстояние лучей, проходящих через центральную зону линзы, также будет более значительным, чем для лучей, проходящих через периферическую зону. Другими словами, параллельный пучок, проходя через центральную зону рассеивающей линзы, становится менее расходящимся, чем пучок, идущий через наружные зоны. Заставив свет после собирающей линзы пройти через рассеивающую, мы увеличим фокусное расстояние. Это увеличение будет, однако, менее значительным для центральных лучей, чем для лучей периферических (рис. 231).

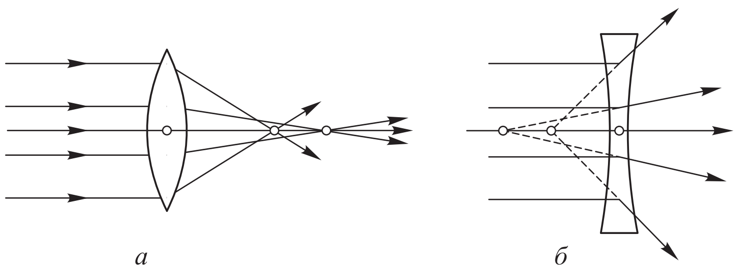


Рис. 231. Сферическая аберрация: *а*) в собирающей линзе; *б*) в рассеивающей линзе

Таким образом, более длинное фокусное расстояние собирающей линзы, соответствующее центральным лучам, увеличится в меньшей степени, чем более короткое фокусное расстояние периферических лучей. Следовательно, рассеивающая линза благодаря своей сферической аберрации выравнивает различие фокусных расстояний центральных и периферических лучей, обусловленное сферической аберрацией собирающей линзы. Правильно рассчитав комбинацию собирающей и рассеивающей линз, мы можем столь полно осуществить это выравнивание, что сферическая аберрация системы из двух линз будет практически сведена к нулю (рис. 232). Обычно обе простые линзы склеиваются (рис. 233).

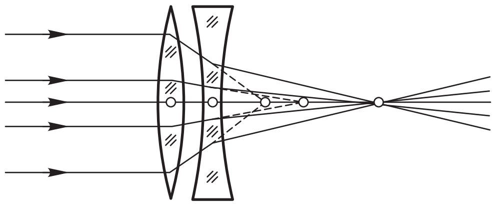


Рис. 232. Исправление сферической аберрации путем комбинирования собирающей и рассеивающей линз

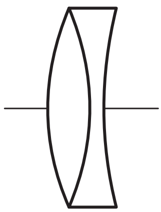


Рис. 233. Склеенный астрономический объектив, исправленный на сферическую аберрацию

Из сказанного видно, что уничтожение сферической аберрации осуществляется комбинацией двух частей системы, сферические аберрации которых взаимно компенсируют друг друга. Аналогичным образом мы поступаем и при исправлении других недостатков системы.

Примером оптической системы с устраненной сферической аберрацией могут служить астрономические объективы. Если звезда находится на оси объектива, то ее изображение практически не искажено аберрацией, хотя диаметр объектива может достигать нескольких десятков сантиметров.

§ 105. Астигматизм. Эта погрешность оптических систем проявляется в тех случаях, когда желают получить изображение точки, находящейся на значительном расстоянии от главной оси системы, точнее, при использовании световых пучков, составляющих значительный угол с главной осью (косые пучки). Важно отметить, что астигматизм остается даже при использовании узких световых пучков, а также может сохраняться в системах, освобожденных от сферической аберрации.

Для наблюдения астигматизма выделим с помощью прикрывающего линзу картонного экрана с небольшим отверстием узкий пучок лучей и расположим источник так, чтобы он находился на побочной оси, составляющей с главной осью угол 30–40°. Мы обнаружим, что изображение светящейся точки на экране *4* (см. рис. 228) станет весьма расплывчатым и будет иметь неправильную форму. Если мы начнем медленно передвигать экран относительно линзы, то найдем, что имеются два положения экрана (I и II на рис. 234), в которых изображение довольно резкое. Однако, в отличие от того случая, когда источник находился на главной оси линзы, изображение в указанных двух

положениях экрана имеет вид не точки, а отрезка прямой. Направление отрезка в положении I перпендикулярно к направлению отрезка в положении II. Во всех остальных положениях экрана изображение расплывчатое, овальное или круглое.

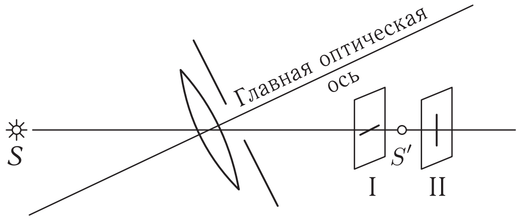


Рис. 234. Астигматизм линзы: изображения точки, лежащей на побочной оси, представляют собой две взаимно перпендикулярные линии, лежащие в разных плоскостях

Таким образом, даже наилучшее изображение точки, не лежащей на главной оси линзы, представляет собой не точку, а две взаимно перпендикулярные и находящиеся в разных местах линии. Это и есть та погрешность оптических систем, которая носит название *астигматизма*.

Для исправления астигматизма приходится строить сложные оптические системы, состоящие из нескольких частей, подобранных специальным образом так, чтобы они взаимно компенсировали астигматизм, обусловленный каждой из них. Системы с исправленным астигматизмом называются анастигматами [1]. Современные фотографические объективы, исправленные в отношении астигматизма, дают хорошее изображение при углах до 50–70°.

§ 106. Хроматическая аберрация. Поставим на пути световых лучей, выходящих из линзы *1*, один раз красное стекло (пропускающее только красные лучи), другой раз синее стекло (пропускающее синие лучи). С помощью передвижного экрана *2* (рис. 235) мы обнаружим, что изображения, образуемые лучами разного цвета, находятся в разных точках: $S'_{\text{к}}$ (красное) дальше от линзы, чем $S'_{\text{с}}$ (синее). Если же оставить экран в том месте, где образуется резкое изображение, например синими лучами, то в красном свете мы получим на экране расплывчатое пятнышко. Вследствие этого при использовании белого света (содержащего лучи всех цветов) изображение, даваемое линзой, оказывается

[1] Частица «а» перед словом означает отрицание: астигматизм — неточечность изображения; «ана» — двойное отрицание (вместо «аа») анастигматизм — неастигматизм, т.е. точечность изображения.

обычно окрашенным (окаймленным цветными кружками и т. п.). Описанное явление носит название *хроматической аберрации*.

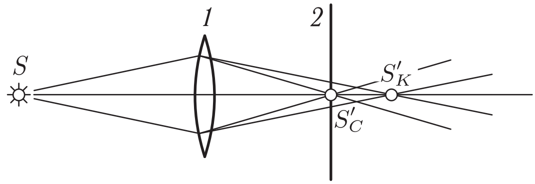


Рис. 235. Хроматическая аберрация: изображение точки S в синих лучах $S'_с$ не совпадает с изображением в красных лучах $S'_к$. Рисунок имеет цветной дубликат (см. форзац)

Эта погрешность возникает вследствие того, что показатель преломления зависит от длины волны света (дисперсия; см. § 83). Из-за этого и фокусное расстояние линзы, которое согласно формуле (88.9) зависит от показателя преломления, будет различным для лучей различного цвета. В результате изображения точки S для лучей различного цвета будут находиться на разных расстояниях от линзы.

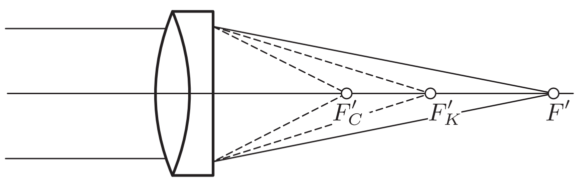


Рис. 236. Исправление хроматической аберрации. Рисунок имеет цветной дубликат (см. форзац)

Расстояние между точками $S'_с$ и $S'_к$ зависит от сорта стекла, из которого сделана линза: оно больше для той линзы, которая сделана из стекла с большей дисперсией [1]) (если сравниваемые линзы имеют одинаковое фокусное расстояние для лучей какого-либо цвета). Это обстоятельство используется для устранения хроматической аберрации линз следующим образом. К двояковыпуклой линзе из стекла с малой дисперсией приклеивается соответствующим образом рассчитанная рассеивающая линза из стекла с большой дисперсией (рис. 236). Добавочная линза удлиняет фокусные расстояния первой линзы (см. § 104), причем фокусное расстояние синих лучей, сильнее преломляемых, уве-

[1]) То есть из стекла с показателем преломления, сильнее меняющимся с изменением длины волны падающего света.

личивается в большей степени, чем фокусное расстояние красных лучей, слабее преломляемых. Расчет в простейшем случае ведется таким образом, чтобы фокус красных лучей $F'_к$ и фокус синих лучей $F'_с$ попали в одну и ту же точку F'. Соединившись в одном месте, изображения разных цветов дадут практически белую точку, т. е. хроматическая аберрация будет устранена.

Линзы с устраненной описанным способом хроматической аберрацией называются *ахроматическими* линзами. Применяются также системы, где соединены фокусы для трех сортов лучей, — *апохроматы*. Такие апохроматические системы используются, например, в микроскопии.

§ 107. Ограничение пучков в оптических системах. Изучая оптические системы, мы до сих пор оставляли в стороне одно важное обстоятельство — ограниченность размеров линз (или зеркал), образующих системы. Оправданием этому служило то, что для построения изображения не требуется знать реальный ход всех лучей в системе; например, для построения изображения точки достаточно построить два луча, которые, вообще говоря, могут в действительности и не проходить через прибор (см. рис. 216).

Вследствие ограниченного размера любой оптической системы бо́льшая часть лучей, выходящих из светящегося объекта по всем направлениям, проходит мимо системы и не может участвовать в образовании изображения. Всякая преграда, ограничивающая проходящие через оптическую систему лучи, называется *диафрагмой*. В случае простой линзы диафрагмой служит обычно ее оправа. Однако можно часть линзы закрыть, например, поставив перед ней лист картона, в котором вырезано отверстие; в этом случае диафрагмой служит данное отверстие в картоне. При этом надо иметь в виду, что любая часть линзы (если она достаточно хорошо исправлена [1]) образует то же изображение, что и вся линза; поэтому наличие диафрагмы не меняет ни размера, ни вида изображения; только освещенность этого изображения соответственно уменьшается, ибо уменьшается световой поток, пропускаемый при наличии диафрагмы. Можно, например, закрыть половину линзы куском картона — изображение останется тем же, но освещенность его в этом случае уменьшится в два раза, так как в образовании изображения будет участвовать только половина пучка.

[1] То есть устранены погрешности, указанные выше.

Таким образом, для хорошо исправленной системы роль диафрагмы прежде всего сводится к изменению светового потока, участвующего в образовании изображения. Диафрагма определяет также *поле зрения* прибора, т.е. максимальную часть объекта, изображение которого может дать прибор. Значение диафрагмы для получения изображений протяженных предметов (глубины фокусировки) мы не будем рассматривать; о влиянии диафрагмы на разрешающую способность оптических приборов см. в гл. XIV.

§ 108. Светосила линзы. Найдем, как зависит освещенность изображения, даваемого линзой, от величин, характеризующих линзу, — от ее диаметра и фокусного расстояния.

Освещенность изображения E определяется отношением светового потока Φ к поверхности изображения σ', т.е. $E = \Phi/\sigma'$. При заданном расстоянии a от источника до линзы световой поток, поступающий от источника через линзу к изображению, пропорционален площади линзы, т.е. пропорционален d^2, где d — диаметр линзы или диафрагмы, прикрывающей линзу. Площадь изображения прямо пропорциональна квадрату расстояния a' изображения от линзы; если же источник находится далеко от линзы, то изображение находится вблизи фокальной плоскости и площадь изображения пропорциональна квадрату фокусного расстояния f^2. Таким образом, в данном случае освещенность изображения пропорциональна $(d/f)^2$.

Действительно, пусть около точки S (рис. 237) помещается площадка σ и около точки S' — ее изображение σ'. Пользуясь формулой увеличения линзы, находим: $\sigma'/\sigma = a'^2/a^2$. Далее по формуле линзы $\dfrac{1}{a} + \dfrac{1}{a'} = \dfrac{1}{f}$ или $\dfrac{a'}{a} = \dfrac{f}{a-f}$. Если расстояние a от источника до линзы гораздо больше f, то в знаменателе правой части можно пренебречь f по сравнению с a, и тогда $a' \approx f$, а σ' пропорциональна f^2.

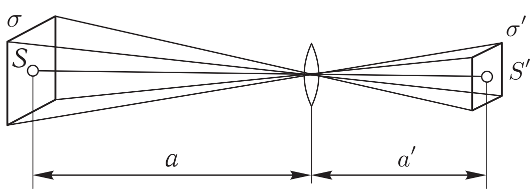


Рис. 237. К выводу формулы для освещенности изображения, даваемого линзой

Итак, *освещенность изображения, даваемого линзой, пропорциональна квадрату ее диаметра и обратно пропорцио-*

нальна квадрату ее фокусного расстояния. Величина $(d/f)^2$ называется *светосилой линзы.* Эта величина характеризует свойства линзы в отношении освещенности даваемых ею изображений. Нередко для характеристики линзы вместо светосилы $(d/f)^2$ пользуются величиной d/f, именуемой *относительным отверстием.*

Мы видим, что освещенность изображения уменьшается при ограничении светового пучка, вступающего в линзу. Это относится ко всякому оптическому прибору. Но в то же время качество изображения при ограничении пучка улучшается.

Таким образом, хорошее качество изображения трудно сочетать с большой светосилой прибора.

Практически приходится идти на некоторый компромисс и допускать некоторую потерю в светосиле для получения надлежащего качества изображения и, наоборот, мириться с ухудшением качества изображения для получения достаточной его освещенности.

В современных оптических приборах удается в известных пределах сочетать большую светосилу с хорошим качеством изображения за счет использования многолинзовых оптических систем. В подобных системах аберрации, вносимые одними линзами, компенсируются аберрациями других линз. Простейшие примеры исправления оптических систем мы приводили, говоря о сферической и хроматической аберрациях и об астигматизме. Следует отметить, что расчет сложных оптических систем представляет большие трудности, требует значительного искусства и затраты длительного времени.

§ 109. Яркость изображения. В предыдущем параграфе мы видели, что освещенность изображения протяженного предмета повышается с увеличением диаметра линзы и с уменьшением ее фокусного расстояния. Могло бы показаться, что этим путем можно повысить также яркость изображения протяженного предмета и получить изображения, например, более яркие, чем сам источник. Однако подобное заключение оказывается ошибочным.

В наилучшем случае яркость изображения может достигнуть яркости источника; это имеет место при отсутствии потерь, происходящих за счет частичного поглощения света в линзах и частичного отражения его поверхностями линз. При наличии потерь света в системе *яркость изображения протяженного объекта всегда меньше яркости самого объекта.* Получить

яркость изображения протяженного объекта, бо́льшую чем яркость источника, нельзя никакими оптическими приборами.

Невозможность увеличить яркость изображения с помощью оптической системы становится понятной, если вспомнить основное свойство всякой системы, отмеченное в § 102. Оптическая система, не имеющая потерь, не меняет светового потока, но она, у м е н ь ш а я п л о щ а д ь изображения, во столько же раз у в е л и ч и в а е т т е л е с н ы й у г о л, в который направляется световой поток. При уменьшении площади изображения световой поток, испускаемый единицей поверхности, увеличивается, но зато этот поток направляется в больший телесный угол. Таким образом, *световой поток, испускаемый единицей поверхности в единичный телесный угол, т. е. яркость* (см. § 73), остается *неизменным.*

Для простого случая образования изображения с помощью линзы мы можем подтвердить этот общий вывод путем несложного расчета.

Поместим перед линзой на расстоянии a от нее небольшую светящуюся поверхность с площадью σ, перпендикулярную к главной оси. Пусть ее изображение находится на расстоянии a' от линзы и имеет площадь σ'. Тогда, очевидно (рис. 238), $\sigma/\sigma' = a^2/a'^2$, или

$$\sigma/a^2 = \sigma'/a'^2. \tag{109.1}$$

Найдем световой поток, направляющийся от источника через линзу. Согласно формуле (73.2) $\Phi = L\sigma\Omega$, где L — яркость светящейся площадки, σ — ее площадь, а Ω — телесный угол потока, направляемого к линзе. Из рис. 238 видно, что $\Omega = A/a^2$, где A — площадь отверстия линзы. Итак,

$$\Phi = L\sigma A/a^2. \tag{109.2}$$

Этот световой поток направляется на изображение σ'.

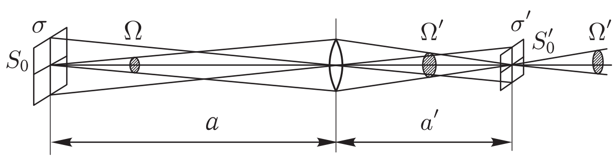


Рис. 238. Яркость изображения зависит от произведения телесного угла на площадь изображения и не может превысить яркости источника

Световой поток, испускаемый изображением, направляется внутрь телесного угла Ω', который, как видно из рис. 238, равен $\Omega' = A/a'^2$. Поток, идущий от изображения, равен $\Phi' = L'\sigma'\Omega'$, где L' есть яркость изображения. Итак,

$$\Phi' = \frac{L'\sigma' A}{a'^2}. \tag{109.3}$$

Если в линзе не происходит потерь света, то оба световых потока — падающий на линзу (и направляемый ею к изображению) Φ и исходящий от изображения Φ' — должны быть равны друг другу:

$$\frac{L'\sigma' A}{a'^2} = \frac{L\sigma A}{a^2}.$$

Отсюда в силу (109.1)

$$L' = L, \tag{109.4}$$

т. е. яркость изображения, даваемого линзой, равна яркости самого объекта. Напомним, что все выводы справедливы лишь для протяженных объектов. Вопрос о яркости изображения точечных объектов мы рассмотрим в следующей главе.

Полученный результат позволяет найти освещенность изображения, даваемого линзой. Для освещенности изображения, согласно формуле (109.3), имеем

$$E' = \frac{\Phi'}{\sigma'} = \frac{L'A}{a'^2}. \tag{109.5}$$

Если можно пренебречь потерями света в линзе, то $L' = L$ и, следовательно

$$E' = \frac{LA}{a'^2}. \tag{109.6}$$

Мы видим, что освещенность изображения, получаемого с помощью линзы, такая же, как если бы мы заменили линзу источником той же яркости L и с площадью, равной площади линзы. Полученная формула (109.6) применима и к более сложным системам.

Яркость изображения может быть повышена и превзойти яркость источника, если в пространстве между источником и изображением находится активная среда, усиливающая проходящее через нее излучение. (Способы создания активных сред будут рассмотрены позже.) Системы с усилением яркости называются активными оптическими системами. Примером такой системы может служить лазерный проекционный микроскоп, позволяющий получать на экране площади несколько квадратных метров изображения микроскопических объектов с освещенностью, достаточной для восприятия в незатемненном помещении. В активных оптических системах энергия передается изображению из активной среды.

? **39.** Фокусное расстояние оптической системы 30 см; главные плоскости находятся на расстоянии 10 см одна от другой. Постройте в этой системе изображения предмета, расположенного от передней главной плоскости на расстояниях: а) 20 см; б) 50 см; в) 80 см. В каждом случае найдите линейное и угловое увеличения.

40. Оптическая система состоит из двух линз, находящихся в воздухе на расстоянии 10 см одна от другой. Передний фокус находится на расстоянии 20 см от первой линзы, а задний фокус — на расстоянии 12 см от второй линзы. Увеличенное в три раза изображение находится на расстоянии 45 см от заднего фокуса. Найдите фокусное расстояние системы и положение главных плоскостей относительно линз, образующих систему.

41. Для фотографирования удаленных предметов применяется телеобъектив — оптическая система, у которой задняя главная плоскость находится впереди передней линзы (рис. 239).
Объясните, в чем преимущества телеобъектива при фотографировании удаленных предметов по сравнению с обычными объективами.

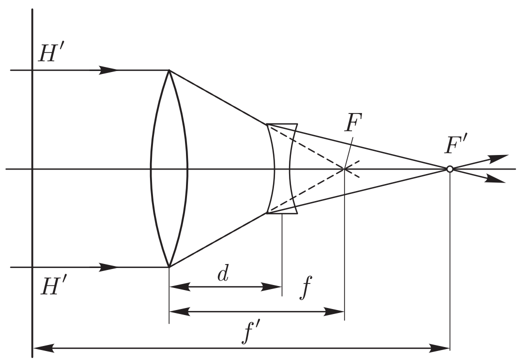


Рис. 239. К упражнению 41

42. Найдите зависимость между оптической силой и светосилой линзы.

43. Объект, освещенность которого равна 40 лк, а коэффициент диффузного отражения равен 0,70, фотографируют с помощью объектива с относительным отверстием 1 : 2,5. Найдите освещенность изображения, считая, что оно находится приблизительно в фокальной плоскости объектива.

44. Определите освещенность, даваемую прожектором, зеркало которого имеет диаметр 2 м, а дуга прожектора имеет яркость $8 \cdot 10^8$ кд/м^2 на расстоянии 5 км при коэффициенте прозрачности воздуха 0,95.

45. Докажите, что для сложных оптических систем, как и для тонких линз (см. гл. IX, § 96), линейное увеличение β и угловое увеличение γ связаны формулой $\gamma = 1/\beta$.

46. Если x — расстояние от переднего фокуса до предмета, а x' — от заднего фокуса до изображения, то имеет место соотношение $xx' = f^2$ (формула Ньютона), где f — фокусное расстояние системы. Докажите справедливость этой формулы.

Глава XII. **ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ**

§ 110. Проекционные оптические приборы. Законы образования изображений в оптических системах служат основой для построения разнообразных оптических приборов. Основной частью всякого оптического прибора является некоторая оптическая система. В одних оптических приборах изображение получается на экране, который должен быть установлен в плоскости изображения, другие приборы предназначены для работы совместно с глазом. В последнем случае прибор и глаз представляют как бы единую оптическую систему и изображение получается на сетчатой оболочке глаза.

Мы будем рассматривать действие оптических приборов на основе законов геометрической оптики. Однако для решения некоторых вопросов представление о световых лучах оказывается недостаточно точным, и нам придется ссылаться на волновые свойства света, которые будут изучаться в последующих главах.

Проекционные приборы дают на экране действительное, увеличенное изображение картины или предмета. Такое изображение может рассматриваться со сравнительно большого расстояния и благодаря этому может быть видно одновременно большому числу людей.

На рис. 240 изображена схема проекционного аппарата, предназначенного для демонстрации прозрачных объектов, например рисунков и фотографических изображений на стекле (диапозитивы), фильмов и т. п. Такие аппараты называются *диаскопами* (диа — прозрачный). Освещение объекта *1* производится ярким источником света *2* с помощью системы линз *3*, называемой *конденсором*. Иногда за источником устанавливается вогнутое зеркало *4*, в центре которого находится источник. Это зеркало, направляя обратно в систему свет, падающий на заднюю стенку фонаря, увеличивает освещенность объекта.

Объект помещается вблизи фокальной плоскости объектива *5*, который дает изображение на экране *6* (см. § 97). Для резкой наводки объектив может плавно перемещаться.

Проекционные системы очень часто употребляются для демонстрации рисунков, чертежей и т. п. во время лекций (проек-

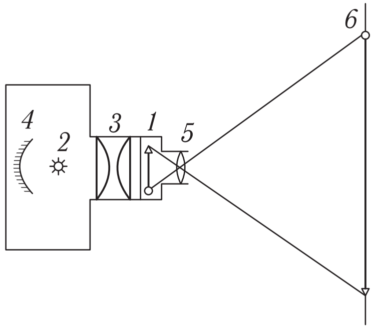


Рис. 240. Схема проекционного аппарата для демонстрации прозрачных объектов: *1* — объект, *2* — источник света, *3* — конденсор, *4* — вогнутое зеркало, *5* — объектив, *6* — экран

ционный фонарь). *Киноаппарат* представляет собой проекционную систему того же типа с тем усложнением, что демонстрируемые картины очень быстро сменяют одна другую. Фильм передвигается скачками — каждый раз на один кадр. В момент передвижения фильма световой пучок перекрывается обтюратором. На рис. 241 представлена схема простейшего киноаппарата.

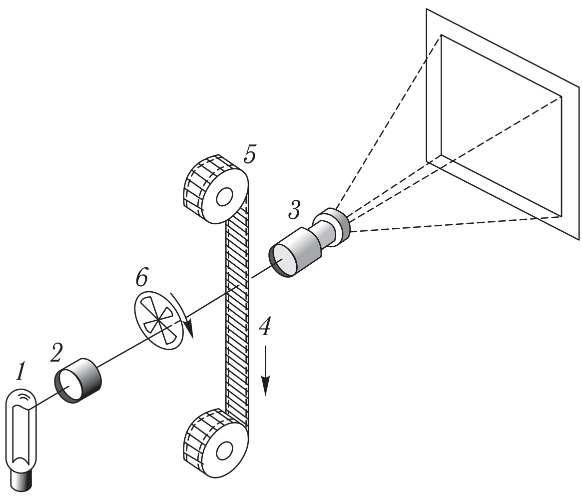


Рис. 241. Схема простейшего киноаппарата: *1* — источник света; *2* — конденсор; *3* — проекционный объектив; *4* — фильм; *5* — лентопритяжный механизм; *6* — обтюратор

При проецировании получается обычно сильно увеличенное изображение. Так, например, при проецировании кадра кино-

фильма размером 18×24 мм на экран с размерами $3{,}6 \times 4{,}8$ м линейное увеличение равно 200, а площадь изображения превышает площадь кадра в 40 000 раз.

Для того чтобы освещенность объекта была достаточно высокой и притом равномерной, важную роль играет правильный подбор конденсора. Казалось бы, что задачей конденсора является максимально сконцентрировать свет на изображаемом объекте. Однако это совершенно неверно. Попытки «концентрации» света на объекте приводят обычно только к тому, что конденсор дает на нем сильно уменьшенное изображение источника, и если этот последний не очень велик, то объект будет освещен крайне неравномерно. Кроме того, при этом часть светового потока пойдет мимо проекционного объектива, т. е. не будет участвовать в образовании изображения на экране. Выбор конденсора дает возможность избежать этих недостатков.

Конденсор *1* устанавливается таким образом, чтобы он давал изображение *6* небольшого источника *2* на самом объективе *3* (рис. 242). Размеры конденсора выбираются с таким расчетом, чтобы весь диапозитив *4* был равномерно освещен. Лучи, проходящие через любую точку диапозитива, должны затем пройти через изображение *6* источника света; следовательно, они попадут в объектив и по выходе из него образуют на экране изображение этой точки диапозитива.

Таким образом, *объектив даст на экране изображение всего диапозитива, которое будет правильно передавать распределение светлых и темных областей на диапозитиве.*

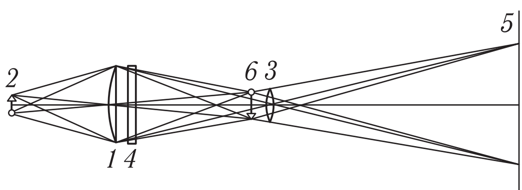


Рис. 242. Освещение объекта с помощью конденсора: *1* — конденсор, *2* — источник света, *3* — объектив, *4* — диапозитив, *5* — экран, *6* — изображение

Для демонстрации на экране непрозрачных предметов, например чертежей и рисунков, выполненных на бумаге, их сильно освещают сбоку с помощью ламп и зеркал и проецируют с помощью светосильного объектива.

Схема такого прибора, называемого *эпископом* или *эпипроектором*, изображена на рис. 243. Источник *1* с помощью

вогнутого зеркала *2* освещает объект *3*, лучи от каждой точки *5* объекта поворачиваются плоским зеркалом *4* и направляются в объектив *5*, который дает изображение на экране *6*.

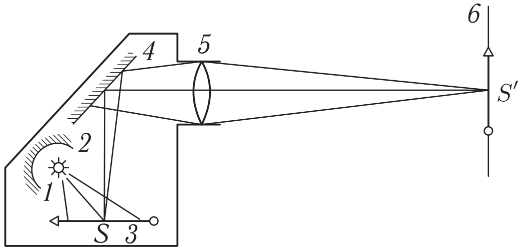


Рис. 243. Проекционный аппарат для демонстрации непрозрачных объектов: *1* — источник света, *2* — вогнутое зеркало, *3* — объект, *4* — плоское зеркало, *5* — объектив, *6* — экран

Часто применяют приборы, имеющие двойную систему для проецирования как прозрачных, так и непрозрачных предметов. Такие приборы называются *эпидиаскопами*.

§ 111. Фотографический аппарат. Схема фотоаппарата изображена на рис. 244. Фотоаппарат состоит из объектива *1* и ящика *2* со светонепроницаемыми стенками, называемого камерой. Объектив помещается в передней стенке камеры, а у задней стенки помещают чувствительную к свету фотографическую пластинку *3*. Последняя находится в светонепроницаемой коробочке — *кассете* — с выдвижной крышкой, которая открывается только перед съемкой. При фотографировании предмет, как правило, находится на расстоянии, гораздо большем фокусного расстояния объектива. Вследствие этого на фотопластинке получается обратное уменьшенное изображение $S_1'S_2'$ предмета S_1S_2 (см. § 97 гл. X).

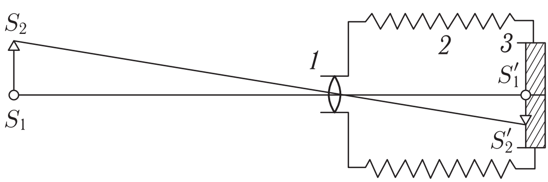


Рис. 244. Схема фотоаппарата: *1* — объектив, *2* — камера, *3* — фотопластинка

Для того чтобы получить отчетливое изображение фотографируемого предмета, несколько передвигают объектив относительно задней стенки камеры. С этой целью в некоторых аппаратах

первых конструкций боковые стенки камеры делали в форме гармоники; при этом вся камера сжималась или растягивалась. В современных аппаратах наводка на резкость осуществляется путем передвижения объектива в его тубусе.

Промежуток времени, необходимый для освещения пластинки (*выдержка*), зависит от чувствительности пластинки и от условий освещения фотографируемого предмета. Для того чтобы можно было производить съемку с очень маленькой выдержкой (сотые и тысячные доли секунды), применяются специальные механические затворы; при больших выдержках обычно просто снимают на нужное время крышечку объектива.

Под действием света в светочувствительном слое фотопластинки образуется невидимое глазом скрытое изображение. Для выявления этого изображения освещенная фотопластинка подвергается специальной обработке (см. § 187).

В зависимости от назначения применяют весьма разнообразные конструкции фотоаппаратов. Наиболее ответственной частью фотоаппарата является *фотообъектив*; им в основном определяется качество снимка и возможность снять в данных условиях тот или иной объект. В простейшем случае фотообъективом может являться простая собирающая линза; однако она дает удовлетворительное качество изображения только при малой светосиле и малом угле поля зрения. Фотообъективы, сочетающие большую светосилу и большой угол зрения с высоким качеством изображения, состоят обычно из нескольких линз и представляют довольно сложную конструкцию (рис. 245). В настоящее время проектирование объективов автоматизировано и производится на электронно-вычислительных машинах (ЭВМ).

На оправе объектива обычно гравируются характеризующие его величины, а именно, фокусное расстояние f (на рис. 245 оно обозначено через F) и относительное отверстие d/f (см. § 108). Относительное отверстие дается в форме дроби вида $1 : a$, где величина $a = f/d$, т. е. показывает, во сколько раз фокусное расстояние больше диаметра объектива. Например, объектив с диаметром 20 мм и фокусным расстоянием 50 мм имеет относительное отверстие $1 : 2{,}5$.

Обычно применяемые фотообъективы имеют относительное отверстие от $1 : 7{,}0$ до $1 : 2{,}5$ при поле зрения 50–60°. Существуют и еще более светосильные объективы (с относительным отверстием $1 : 1{,}00$–$1 : 0{,}85$).

Для того чтобы регулировать световой поток, поступающий в фотоаппарат, объектив снабжается диафрагмой, диаметр ко-

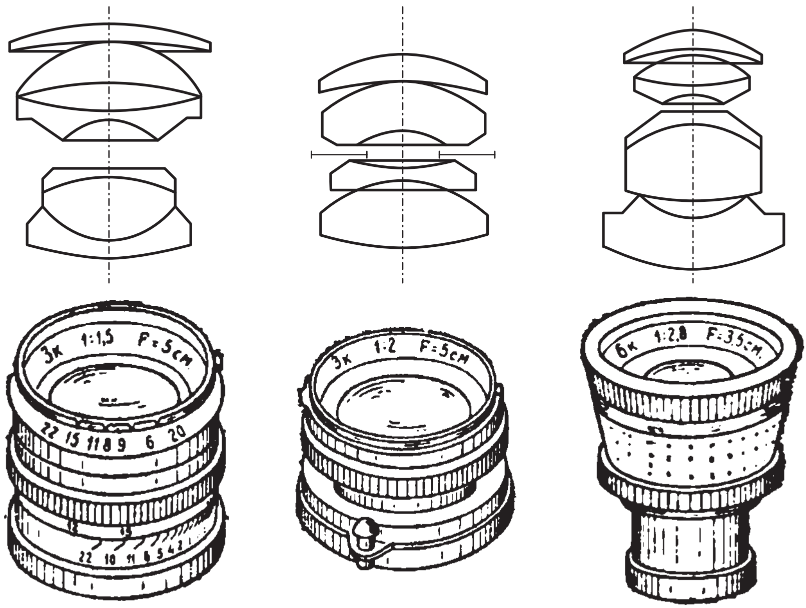


Рис. 245. Объективы фотоаппарата (схемы и внешний вид)

торой можно изменять и таким образом менять относительное отверстие. Приведенные выше цифры характеризуют м а к с и м а л ь н о е значение относительного отверстия данного объектива.

Необходимо отметить, что реальная светосила объективов значительно меньше той, которая получается из чисто геометрических построений. Дело в том, что не весь световой поток, падающий на систему, проходит через нее; часть света отражается, часть поглощается в системе. Доля поглощенного света обычно невелика, но отражения на поверхностях линз играют большую роль. Как мы знаем (см. § 81), при нормальном падении от границы стекло–воздух или воздух–стекло отражается около 4–5 % падающего света; при наклонном падении доля отраженного света несколько возрастает. Таким образом, в объективе, имеющем три–четыре линзы, т. е. шесть–восемь отражающих поверхностей, потери света достигают 30–40 %.

Отражение света от поверхностей линз не только уменьшает светосилу прибора, но и приводит еще к одному неприятному явлению: отраженный свет создает световой фон, из-за которого скрадывается различие между темными и светлыми местами, т. е. понижается *контрастность* изображения.

Для уменьшения потерь на отражение разработан прием, называемый *просветлением оптики*. Этот прием состоит в том, что на поверхность линзы наносится тонкая прозрачная пленка из подходя-

щего материала. Благодаря явлению интерференции (см. гл. XIII) доля отраженного света при правильном подборе пленки (ее толщины и показателя преломления) может быть сильно уменьшена. Обычно толщина слоя выбирается из расчета минимального отражения зеленого света. Тогда для более коротких и более длинных волн отражение больше, чем для зеленого света. Если на такую поверхность падает белый свет, то отраженный свет имеет сине-красный оттенок. Оптические системы с подобными поверхностями получили название «голубой оптики». Такая *просветленная оптика имеет значительно большую реальную светосилу и дает более контрастное изображение*, чем такая же оптика без просветления.

§ 112. Глаз как оптическая система. Глаз человека имеет приблизительно шарообразную форму; диаметр его (в среднем) 2,5 см (рис. 246); глаз окружен снаружи тремя оболочками.

Внешняя твердая и прочная оболочка *1*, называемая *склерой* или *белковой оболочкой*, защищает внутренность глаза от механических повреждений. Склера на передней части глаза прозрачна и называется *роговой оболочкой* или *роговицей 2*; на всей остальной части глаза она непрозрачна, имеет белый цвет и называется *белком*.

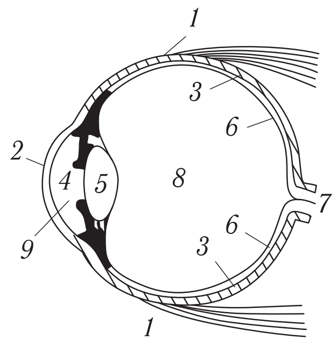


Рис. 246. Схематический разрез глаза человека: *1* — белковая оболочка, *2* — роговая оболочка, *3* — сосудистая оболочка, *4* — зрачок, *5* — хрусталик, *6* — сетчатая оболочка, *7* — нерв, *8* — стекловидное тело, *9* — передняя камера

С внутренней стороны к склере прилегает *сосудистая оболочка 3*, состоящая из сложного сплетения кровеносных сосудов, питающих глаз. Эта вторая оболочка в передней части глаза переходит в *радужную оболочку*, окрашенную у разных людей в различный цвет. Радужная оболочка имеет в середине отверстие, называющееся *зрачком 4*. Радужная оболочка способна деформироваться и таким образом менять диаметр зрачка. Изменение это происходит рефлекторно (без участия сознания) в зависимости от количества света, попадающего в глаз; при ярком освещении диаметр зрачка равен 2 мм, при слабом освещении доходит до 8 мм.

На внутренней поверхности сосудистой оболочки расположена *сетчатая оболочка*, или *сетчатка 6*. Она покрывает все дно глаза, кроме его передней части. Сзади через оболочку

входит *зрительный нерв 7*, соединяющий глаз с мозгом. Сетчатка состоит в основном из разветвлений волокон зрительного нерва и их окончаний и образует светочувствительную поверхность глаза.

Промежуток между роговой и радужной оболочками называется *передней камерой 9*; он заполнен камерной влагой. Внутри глаза, непосредственно за зрачком, расположен *хрусталик 5*, представляющий собой прозрачное упругое тело, имеющее форму двояковыпуклой линзы. Кривизна поверхностей хрусталика может меняться в результате действия облегающей его со всех сторон мышцы. Посредством изменения кривизны поверхностей хрусталика достигается приведение изображения предметов, лежащих на различных расстояниях, точно на поверхность чувствительного слоя сетчатки; этот процесс называется *аккомодацией*. Вся полость глаза за хрусталиком заполнена прозрачной студенистой жидкостью, образующей *стекловидное тело 8*.

По своему устройству глаз как оптическая система сходен с фотоаппаратом. Роль объектива выполняет хрусталик совместно с преломляющей средой передней камеры и стекловидного тела. Изображение получается на светочувствительной поверхности сетчатки. Наводка на резкость изображения осуществляется путем аккомодации. Наконец, зрачок играет роль изменяющейся по диаметру диафрагмы.

Способность глаза к аккомодации обеспечивает возможность получения на сетчатке резких изображений предметов, находящихся на различных расстояниях. Нормальный глаз в спокойном состоянии, т. е. без какого-либо усилия аккомодации, дает на сетчатке отчетливое изображение удаленных предметов (например, звезд). С помощью мышечного усилия, увеличивающего кривизну хрусталика и, следовательно, уменьшающего его фокусное расстояние, глаз осуществляет наводку на нужное расстояние. Наименьшее расстояние, на котором нормальный глаз может отчетливо видеть предметы, меняется в зависимости от возраста от 10 см (возраст до 20 лет) до 22 см (возраст около 40 лет). В более пожилом возрасте способность глаза к аккомодации еще уменьшается: наименьшее расстояние доходит до 30 см и более — возрастная *дальнозоркость*.

Далеко не у всех людей глаз является нормальным. Нередко задний фокус глаза в спокойном состоянии находится не на самой сетчатке (как у нормального глаза), а с той или другой стороны от нее. Если фокус глаза в спокойном состоянии лежит внутри глаза перед сетчаткой (рис. 247, *а*), то глаз

называется *близоруким*. Такой глаз не может отчетливо видеть отдаленные предметы, так как напряжение мышц при аккомодации еще сильнее отдаляет фокус от сетчатки. Для исправления близорукости глаза должны быть снабжены очками с рассеивающими линзами (рис. 247, *б*).

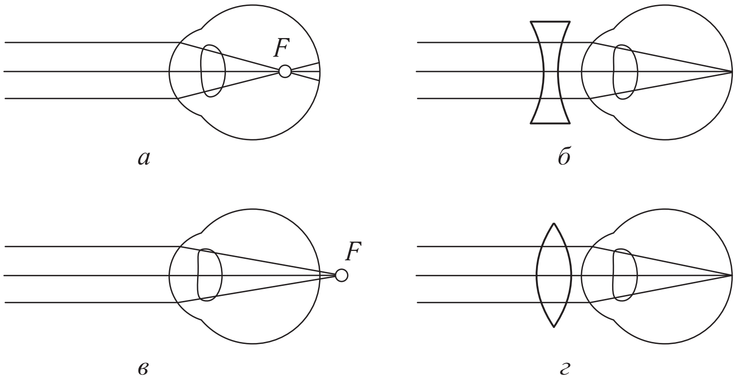


Рис. 247. Близорукость глаза (*а*) исправляется с помощью рассеивающей линзы (*б*); дальнозоркость (*в*) — с помощью собирающей линзы (*г*)

В дальнозорком глазе фокус при спокойном состоянии глаза находится за сетчаткой (рис. 247, *в*). Дальнозоркий глаз преломляет слабее нормального. Для того чтобы видеть даже весьма удаленные предметы, дальнозоркий глаз должен делать усилие; для ви́дения близко лежащих предметов аккомодационная способность глаза уже недостаточна. Поэтому для исправления дальнозоркости употребляются очки с собирающими линзами (рис. 247, *г*), приводящие фокус глаза в спокойном состоянии на сетчатку.

§ 113. Оптические приборы, вооружающие глаз. Хотя глаз и не представляет собой тонкую линзу, в нем можно все же найти точку, через которую лучи проходят практически без преломления, т. е. точку, играющую роль оптического центра (см. § 88 гл. X). Оптический центр глаза находится внутри хрусталика вблизи задней поверхности его. Расстояние h от оптического центра до сетчатой оболочки, называемое *глубиной глаза*, составляет для нормального глаза 15 мм.

Зная положение оптического центра, можно легко построить изображение какого-либо предмета на сетчатой оболочке глаза. Изображение всегда действительное, уменьшенное и обратное (рис. 248, *а*). Угол φ, под которым виден пред-

мет S_1S_2 из оптического центра глаза O, называется *углом зрения*.

Сетчатая оболочка имеет сложное строение и состоит из отдельных светочувствительных элементов. Поэтому две точки объекта, расположенные настолько близко друг к другу, что их

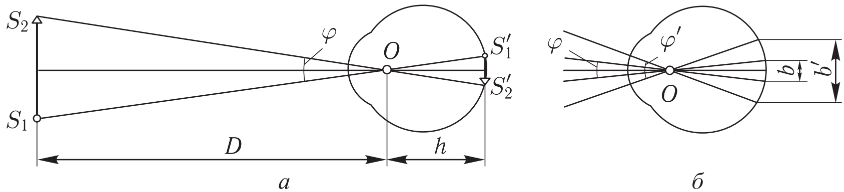


Рис. 248. *а*) Угол зрения $\varphi = S_1'S_2'/h = S_1S_2/D$; *б*) при увеличении угла зрения увеличивается изображение рассматриваемого предмета на сетчатке; $N = b'/b = \varphi'/\varphi$

изображения на сетчатке попадают на один и тот же элемент, воспринимаются глазом как одна точка. Минимальный угол зрения, под которым две светящиеся точки или две черные точки на белом фоне воспринимаются глазом еще раздельно, составляет приблизительно одну минуту. *Глаз плохо распознает детали предмета, которые он видит под углом менее* $1'$. Это — угол, под которым виден отрезок, длина которого 1 см на расстоянии 34 м от глаза. При плохом освещении (в сумерках) минимальный угол разрешения повышается и может дойти до 1°.

Приближая предмет к глазу, мы увеличиваем угол зрения и, следовательно, получаем возможность лучше различить мелкие детали. Однако очень близко к глазу приблизить предмет мы не можем, так как способность глаза к аккомодации ограничена. Для нормального глаза наиболее благоприятным для рассматривания предмета оказывается расстояние около 25 см, при котором глаз достаточно хорошо различает детали без чрезмерного утомления. Это расстояние называется *расстоянием наилучшего зрения*. Для близорукого глаза это расстояние несколько меньше. Поэтому близорукие люди, помещая рассматриваемый предмет ближе к глазу, чем люди с нормальным зрением или дальнозоркие, видят его под бóльшим углом зрения и могут лучше различить мелкие детали.

Значительное увеличение угла зрения достигается с помощью оптических приборов. По своему назначению оптические приборы, вооружающие глаз, можно разбить на следующие две большие группы.

1. Приборы, служащие для рассматривания очень мелких предметов (лупа, микроскоп). Эти приборы как бы «увеличивают» рассматриваемые предметы.

2. Приборы, предназначенные для рассматривания удаленных объектов (зрительная труба, бинокль, телескоп и т. п.). Эти приборы как бы «приближают» рассматриваемые предметы.

Благодаря увеличению угла зрения при использовании оптического прибора размер изображения предмета на сетчатке увеличивается по сравнению с изображением в невооруженном глазе и, следовательно, возрастает способность распознавания деталей. Отношение длины изображения на сетчатке в случае вооруженного глаза b' к длине изображения для невооруженного глаза b (рис. 248, *б*) называется *увеличением оптического прибора*.

С помощью рис. 248, *б* легко видеть, что при увеличении N равно также отношению угла зрения φ' при рассматривании предмета через инструмент к углу зрения φ для невооруженного глаза, ибо φ' и φ невелики. Итак,

$$N = b'/b = \varphi'/\varphi. \tag{113.1}$$

§ 114. Лупа. Простейшим прибором для вооружения глаза является *лупа*. В качестве лупы применяются собирающие линзы с фокусным расстоянием от 10 до 100 мм. Лупа помещается перед глазом, по возможности ближе к нему, а рассматриваемый предмет — на расстоянии, немного меньшем фокусного расстояния лупы. Построение изображения в этом случае рассмотрено в § 97 гл. X. Напомним, что в этих условиях получается мнимое, прямое, увеличенное изображение.

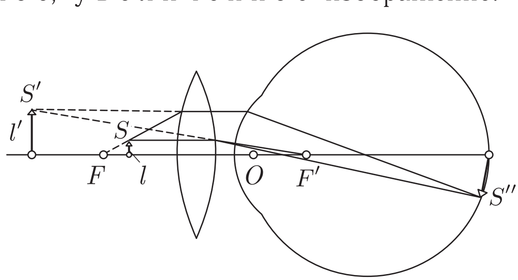


Рис. 249. Ход лучей при рассматривании небольшого предмета через лупу

На рис. 249 показан ход лучей при рассматривании небольшого предмета через лупу. Лучи, исходящие из точки S предмета l, преломляются сначала в лупе, затем в преломляющих

средах глаза и собираются в точке S'' на сетчатке. В той же точке S'' собрались бы лучи, если бы лупы не было, а источник находился бы в точке S', т. е. если бы глаз непосредственно рассматривал предмет у в е л и ч е н н ы х размеров l', находящийся на соответственном расстоянии от глаза.

Лучи, вычерченные на рис. 249 штриховыми линиями, пересечение которых в точке S' дает мнимое изображение точки S, в действительности не существуют. Мы можем поместить сразу за предметом непрозрачный экран, и ничто от этого не изменится. Однако мы «видим» предмет l', так как глаз автоматически «восстанавливает» ход попавших в него лучей, а лучи после преломления в лупе падают на глаз так, как если бы l' было реальным предметом.

Найдем увеличение лупы. Предположим, что предмет, имеющий длину l (рис. 250, *а*), находится от глаза на расстоянии наилучшего видения D. Тогда угол зрения равен

$$\varphi = \frac{l}{D}.$$

Поместим тот же предмет (рис. 250, *б*) вблизи фокуса F лупы и будем рассматривать его через лупу. Мы увидим изображение предмета длины l' под углом зрения φ', причем

$$\varphi' = \frac{l'}{a'},$$

где a' — расстояние от лупы до изображения (р а с с т о я н и е м о т л у п ы д о о п т и ч е с к о г о ц е н т р а г л а з а п р е н е б р е г а е м).

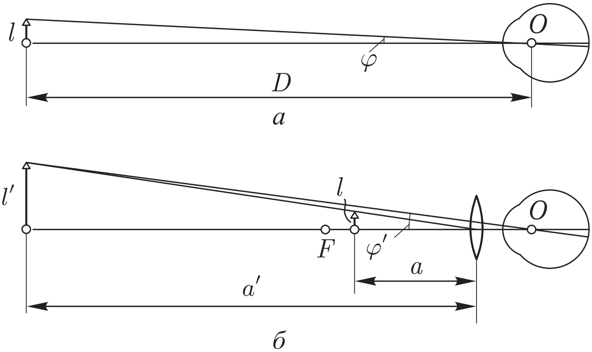


Рис. 250. Рассматривание небольшого предмета невооруженным глазом (*а*) и через лупу (*б*)

По формуле увеличения линзы имеем следующее соотношение:

$$\frac{l'}{l} = \frac{a'}{a};$$

следовательно,

$$\varphi' = \frac{l}{a}.$$

Отсюда для увеличения лупы находим

$$N = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{D}{a}.$$

Так как предмет находится возле фокуса, то $a \approx f$. Таким образом, полагая расстояние наилучшего ви́дения $D = 250$ мм, для увеличения лупы получаем приближенно следующую формулу:

$$N = 250/f, \tag{114.1}$$

где f должно быть выражено в миллиметрах; например, при $f = 50$ мм лупа имеет пятикратное увеличение.

Предмет может лежать в самой фокальной плоскости лупы. В таком случае от каждой точки предмета из лупы исходит параллельный пучок лучей, который сводится глазом в точку: на сетчатке глаза получается резкое изображение предмета. Отметим, что этот случай особо благоприятен для наблюдения: нормальный глаз сводит в точку параллельный пучок, находясь в состоянии покоя; таким образом, усилия аккомодации не требуется, и в этих условиях наблюдения глаз менее утомляется. Именно при таком способе наблюдения увеличение лупы имеет точно значение, даваемое формулой (114.1).

Лупы различного вида широко применяются при мелкой и точной работе, при измерениях и т. п.

Казалось бы, что с помощью лупы можно получать очень большие увеличения, — надо только уменьшать ее фокусное расстояние. Например, при фокусном расстоянии 0,25 мм увеличение лупы равно 1000. *Однако пользование лупами с очень малым фокусным расстоянием, а следовательно, и с малым диаметром, практически невозможно. Поэтому лупы с увеличением более* 40 *не применяются.*

§ 115. Микроскоп. Для получения бо́льших увеличений применяется микроскоп. Оптическая система микроскопа состоит из двух частей более или менее сложной конструкции: *объектива* (обращенного к объекту) и *окуляра* (обращенного к глазу). Ход лучей в микроскопе показан на рис. 251, причем объектив и окуляр заменены на рисунке простыми линзами.

Как и лупа, микроскоп дает возможность рассматривать изображение предмета под бóльшим углом, чем это возможно для невооруженного глаза. Небольшой предмет S_1S_2 помещается перед объективом *1* микроскопа на расстоянии, немного большем

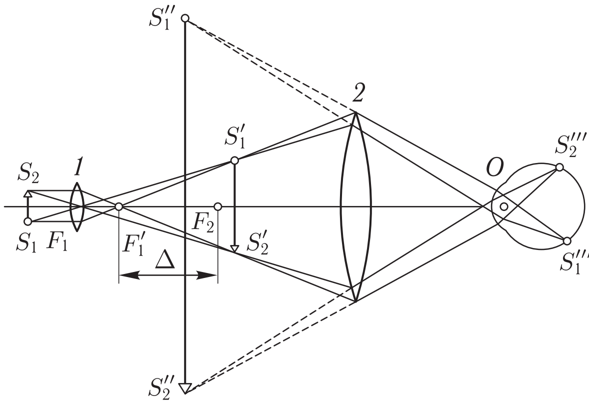


Рис. 251. Ход лучей в микроскопе

фокусного расстояния объектива; его действительное изображение $S_1'S_2'$ находится вблизи переднего фокуса F_2 окуляра *2* — между окуляром и его передним фокусом. Это изображение рассматривается глазом через окуляр, как через лупу; на сетчатке глаза образуется изображение $S_1'''S_2'''$, которое воспринимается глазом как исходящее от мнимого увеличенного изображения $S_1''S_2''$. Δ — расстояние между задним фокусом объектива и передним фокусом окуляра — называется оптической длиной тубуса микроскопа; от нее зависит увеличение микроскопа. $S_1'S_2'$ находится в передней фокальной плоскости окуляра, т. е. изображение $S_1''S_2''$ лежит в бесконечности; при этом глаз находится в ненапряженном состоянии.

Увеличением микроскопа, как и в случае лупы, называется отношение длины изображения какого-либо отрезка, получаемого на сетчатой оболочке глаза при помощи микроскопа, к длине изображения того же отрезка на сетчатке при рассматривании его невооруженным глазом.

Действие микроскопа эквивалентно действию лупы с фокусным расстоянием f, равным фокусному расстоянию всего микроскопа. Пользуясь формулой (114.1), для увеличения микроскопа находим

$$N = 250/f.$$

Фокусное расстояние микроскопа как системы из двух линз может быть сделано значительно меньше, чем фокусное расстояние объектива или окуляра в отдельности. В соответствии с этим увеличение микроскопа значительно больше увеличения, даваемого объективом или окуляром. Как показывает расчет, *увеличение микроскопа равно произведению увеличения объектива и увеличения окуляра*. Поэтому нередко применяют микроскопы с увеличением около 1000 и даже больше.

Основные части оптической системы микроскопа — объектив *1* и окуляр *2* — размещаются на концах цилиндрической трубки, укрепленной в штативе (рис. 252). Объект *3* помещается на предметном столике *4* и освещается снизу с помощью зеркала *5* и конденсора *6*. Оправы объектива и окуляра устанавливаются в металлической трубке — тубусе *7*. Наводка на резкое изображение осуществляется с помощью винта кремальеры *8* (грубая наводка) или микрометрического винта *9* (точная наводка). Окуляры и объективы микроскопа делаются сменными, благодаря чему можно быстро менять увеличение системы. Быстрая смена объективов с разным увеличением производится с помощью револьвера *10*. Тубус и столик укреплены на массивном штативе *11*.

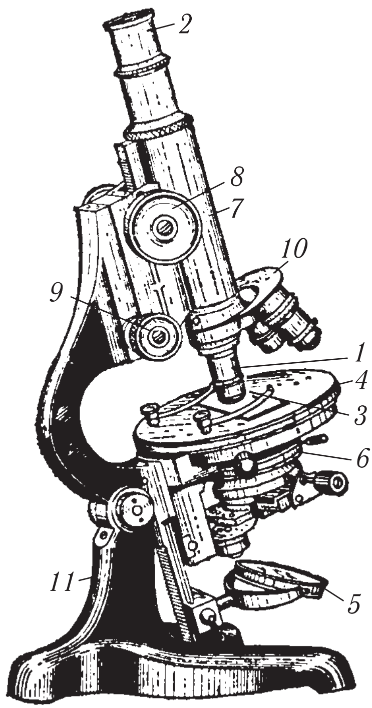


Рис. 252. Микроскоп

Наличие действительного промежуточного изображения, даваемого объективом, расширяет область применения микроскопа. Оно делает возможным точные измерения размеров предмета, для чего в фокальную плоскость окуляра помещают шкалу, нанесенную на прозрачную пластинку. Можно получить проекцию этого изображения на экран, сфотографировать его и т. д. (см. упражнение 53 в конце этой главы).

§ 116. Разрешающая способность микроскопа. Мы характеризовали действие микроскопа его у в е л и ч е н и е м.

Как мы уже видели на примере лупы, увеличение, достигаемое с помощью оптической системы, ведет к возможности рассматривать части предмета под бо́льшим углом зрения и, следовательно, р а з л и ч а т ь более мелкие детали. Микроскоп позволяет различать отдельные детали объекта, которые для невооруженного глаза или при наблюдении с простой лупой сливаются в точку, т. е. микроскоп лучше, чем лупа, р а з р е ш а е т тонкую структуру объекта. Однако, осуществляя большие увеличения, мы можем повысить *разрешающую способность* микроскопа лишь до известного предела. Это связано с тем фактом, что наши представления о свете как о лучах уже оказываются слишком грубыми, становится необходимым у ч и т ы в а т ь в о л н о в ы е с в о й с т в а с в е т а. Сказанное относится не только к микроскопу, но и к другим оптическим приборам. Более подробно явления, связанные с волновой природой света, будут нами рассмотрены позже (§ 134). Здесь же нам важно отметить, что волновая природа света накладывает определенный предел на разрешающую способность всех оптических систем [1]), в частности и микроскопа. Если две точки объекта находятся одна от другой на расстоянии, меньшем некоторого предела, то мы не сможем их «разрешить»: их изображения всегда будут сливаться между собой, каким бы большим увеличением ни обладал микроскоп.

П р е д е л ь н а я р а з р е ш а ю щ а я с п о с о б н о с т ь достигается при возможно более всестороннем освещении объекта. Вследствие этого в современных микроскопах для освещения объекта применяются специальные конденсоры, дающие широкие пучки лучей. Предельная разрешающая способность достигается при увеличении микроскопа, равном около 1000.

§ 117. Зрительные трубы. Зрительная труба представляет собой оптический прибор, предназначенный для рассматривания глазом весьма удаленных предметов. Как и микроскоп, она состоит из объектива и окуляра; и тот и другой являются более или менее сложными оптическими системами, хотя и не столь сложными, как в случае микроскопа; однако мы их будем схематически представлять тонкими линзами. В зрительных трубах объектив и окуляр располагаются так, что задний фокус объектива почти совпадает с передним фокусом окуляра (рис. 253).

[1]) По отношению к которым разумно говорить о разрешающей способности.

Объектив дает действительное уменьшенное обратное изображение бесконечно удаленного предмета в своей задней фокальной плоскости; это изображение рассматривается в окуляр, как в лупу. Если передний фокус окуляра совпадает с задним фокусом

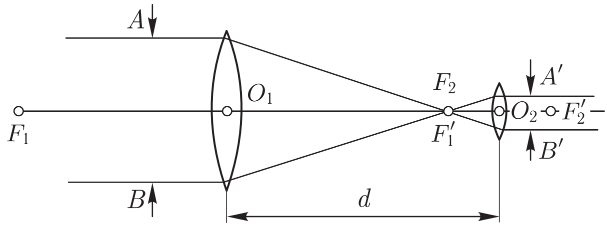


Рис. 253. Расположение объектива и окуляра в зрительной трубе: задний фокус объектива F_1' совпадает с передним фокусом окуляра F_2

объектива, то при рассматривании удаленного предмета из окуляра выходят пучки параллельных лучей, что удобно для наблюдения нормальным глазом в спокойном состоянии (без аккомодации) (ср. § 114). Но если зрение наблюдателя несколько отличается от нормального, то окуляр передвигают, устанавливая его «по глазам». Путем передвижения окуляра производится также «наводка» зрительной трубы при рассматривании предметов, расположенных на различных не очень больших расстояниях от наблюдателя.

Объектив зрительной трубы должен быть всегда собирающей системой, окуляр же может быть как собирающей, так и рассеивающей системой. Зрительная труба с собирающим (положительным) окуляром называется *трубой Кеплера* (рис. 254, *а*), труба с рассеивающим (отрицательным) окуляром — *трубой Галилея* (рис. 254, *б*). Объектив *1* зрительной трубы дает действительное обратное изображение удаленного предмета в своей фокальной плоскости FS'. Расходящийся пучок лучей из точки S' падает на окуляр *2*; так как эти лучи идут из точки S' в фокальной плоскости окуляра, то из него выходит пучок, параллельный побочной оптической оси $S'O$ окуляра под углом α' к главной оси. Попадая в глаз, лучи эти сходятся на его сетчатке и дают действительное изображение источника. (В случае галилеевой трубы (*б*) глаз не изображен, чтобы не загромождать рисунка.) Угол α — угол, который составляют с осью лучи, падающие на объектив.

Труба Галилея, нередко применяемая в обычном театральном бинокле, дает прямое изображение предмета, труба Кеплера — перевернутое. Вследствие этого, если труба Кепле-

ра должна служить для земных наблюдений, то ее снабжают *оборачивающей системой* (дополнительной линзой или системой призм), в результате чего изображение становится прямым.

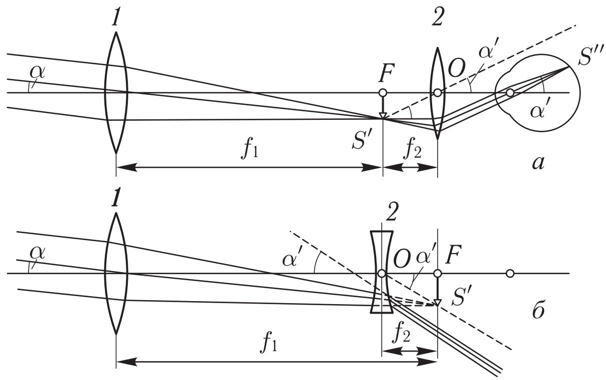


Рис. 254. Ход лучей в зрительной трубе: *а*) труба Кеплера; *б*) труба Галилея

Примером подобного прибора может служить призменный бинокль (рис. 255). Преимуществом трубы Кеплера является то, что в ней имеется д е й с т в и т е л ь н о е промежуточное изображение, в плоскость которого можно поместить измерительную шкалу, фотопластинку для производства снимков и т. п. Вследствие этого в астрономии и во всех случаях, связанных с измерениями, применяется труба Кеплера.

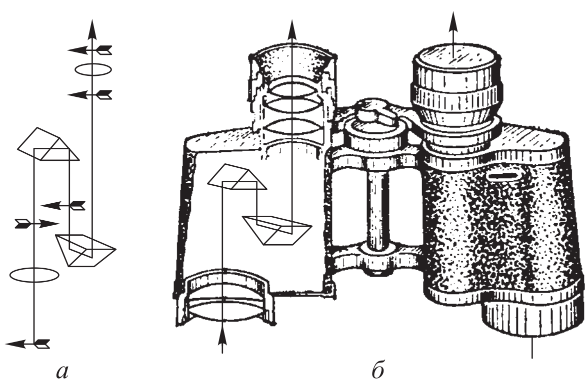


Рис. 255. Ход лучей в призменном полевом бинокле (*а*) и его внешний вид (*б*). Изменение направления стрелки указывает на «обращение» изображения после прохождения лучей через часть системы

§ 118. Увеличение зрительной трубы. Пусть φ есть угол, под которым лучи, исходящие от краев рассматриваемого предмета, попадают в глаз наблюдателя при отсутствии трубы (рис. 256, *а*). (Вместо оптической системы глаза изображена линза L, дающая изображение на экране в ее фокальной плоскости; этот экран

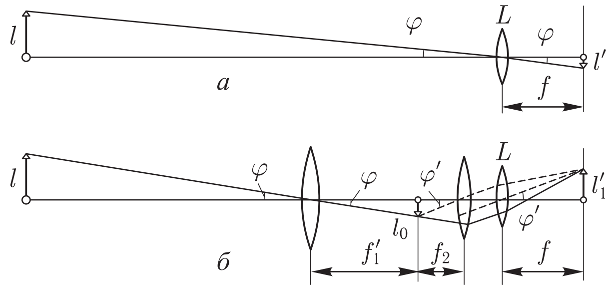


Рис. 256. Рассматривание удаленного предмета невооруженным глазом (*а*) и с помощью зрительной трубы (*б*)

играет роль сетчатой оболочки.) Поместив перед глазом зрительную трубу, мы увеличиваем угол, под которым виден данный предмет (рис. 256, *б*). Длина изображения на сетчатке глаза (или на экране в фокальной плоскости линзы L) в первом случае

$$l' = f\,\mathrm{tg}\,\varphi \approx f\varphi,$$

во втором случае

$$l'_1 = f\,\mathrm{tg}\,\varphi' \approx f\varphi',$$

так как углы φ и φ' малы. (В дальнейшем мы всюду вместо $\mathrm{tg}\,\varphi$ и $\mathrm{tg}\,\varphi'$ будем писать φ и φ'.) Увеличение N, даваемое трубой, равно

$$N = l'_1/l' = \varphi'/\varphi.$$

С помощью рис. 256, *б* находим

$$l_0 = \varphi f'_1 = \varphi' f_2;$$

следовательно,

$$N = \varphi'/\varphi = f'_1/f_2, \qquad (118.1)$$

т. е. *увеличение зрительной трубы равно отношению фокусных расстояний объектива и окуляра.*

Таким образом, зрительная труба увеличивает размеры изображения удаленного предмета на сетчатке глаза, действуя так, как если бы предмет «приблизился» к глазу. Благодаря этому глаз лучше различает детали предмета. Конечно, и в случае

трубы разрешающая способность ограничена волновой природой света (см. § 116).

Разнообразные виды зрительных труб применяются в качестве биноклей, используются в геодезических и в военных оптических приборах и т. д.

§ 119. Телескопы. Исключительное значение имеют зрительные трубы (телескопы) в астрономии. Уже Галилей, первый применивший зрительную трубу для наблюдения небесных тел, сделал ряд важных открытий, хотя его телескоп обладал увеличением всего в 30 раз и, с нашей точки зрения, давал весьма плохое качество изображения. Современные телескопы имеют огромные размеры и представляют собой весьма сложные сооружения.

Наряду с телескопами, построенными по типу зрительной трубы — *рефракторами*, весьма важное значение в астрономии имеют зеркальные (отражательные) телескопы, или *рефлекторы*.

На рис. 257 приведена схема зеркального телескопа. На сферическое зеркало *1* падает свет от какого-нибудь отдаленного светила. Так как свет от небесных источников идет практически параллельным пучком, то изображение светила получается в фокальной плоскости зеркала. Это будет действительное, обратное и уменьшенное изображение небесного тела. Для того чтобы было удобно рассматривать это изображение, вблизи фокуса установлено небольшое плоское зеркало *2*, которое поворачивает световые лучи в сторону. Изображение, даваемое сферическим зеркалом, рассматривают в окуляр *3*, как в лупу. Труба телескопа служит для защиты зеркала от постороннего света.

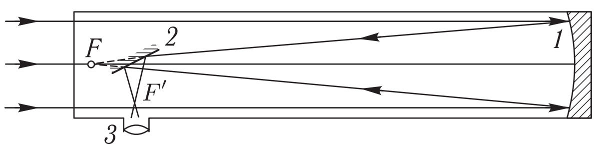


Рис. 257. Схема зеркального телескопа (рефлектора)

Посмотрим прежде всего, что дает телескоп при наблюдении в него сравнительно близких небесных тел, например планет. Угол зрения, под которым видны планеты невооруженным глазом, очень мал. Например, планету Марс, имеющую диаметр 6800 км и находящуюся от Земли в наиболее благоприятном случае на расстоянии $5{,}5 \cdot 10^7$ км, мы видим под углом всего $25''$. При столь малом угле зрения она представляется нам светящейся

точкой. При наблюдении в телескоп угол зрения, под которым мы видим эту планету, значительно увеличивается, и она представляется нам уже диском, на котором можно различить некоторые детали. Например, при 75-кратном увеличении телескопа Марс будет виден под углом 31′; это тот угол, под которым мы видим Солнце невооруженным глазом.

Звезды находятся от нас так далеко, что при наблюдении их даже в самые большие телескопы не удается различить на них детали; звезды продолжают казаться точками, несмотря на то, что некоторые из них во много раз превышают по своим размерам Солнце. Польза от применения телескопа в этом случае заключается в том, что огромное по сравнению со зрачком глаза поперечное сечение зеркала перехватывает гораздо больше света от каждой звезды, чем это может сделать невооруженный глаз. Поэтому в телескоп можно вести наблюдения над такими слабыми звездами, которые не могут быть даже замечены невооруженным глазом. (Этот вопрос будет разъяснен подробнее в следующем параграфе.)

Далее, хотя телескоп и дает изображения звезд в виде точек, но он «раздвигает» эти точки, а это позволяет вести разнообразные наблюдения и над такими звездами, которые кажутся слитными человеческому глазу. Другими словами, разрешающая способность телескопа во много раз превышает разрешающую способность глаза. Об этом также будет идти речь ниже, в главе о дифракции.

Возможности наблюдения, которые дает каждый телескоп, определяются диаметром его отверстия. Поэтому с давних времен научно-техническая мысль направлена на отыскание способов изготовления больших зеркал и объективов. Сейчас уже изготовляют пятиметровые зеркала. Отливка и особенно полировка стекла, а также серебрение такого зеркала представляют серьезную технологическую задачу.

С постройкой каждого нового телескопа расширяется радиус наблюдаемой нами части Вселенной и возрастают возможности изучения небесных тел. Например, телескоп, диаметр которого равен 10 см, дает возможность обнаружить на Луне трещины шириной около 40 м и «каналы» на Марсе шириной 5 км; телескоп диаметром 5 м позволяет обнаружить «канавы» на Луне шириной менее 1 м и «каналы» на Марсе шириной около 100 м. (Практически разрешающая способность телескопов несколько меньше вследствие искажений, вносимых воздушными потоками и несовершенством оптики телескопа.) Поэтому все трудности усовершенствования

и постройки телескопов настойчиво преодолеваются астрономами и инженерами [1]).

При анализе работы телескопа необходимо поставить вопрос не только о размерах даваемых им изображений и о его светосиле, но надо также рассмотреть вопрос и о качестве изображения. Телескопы должны давать высокое качество изображения, т. е. оптическая система телескопа не должна обладать сферической и хроматической аберрацией и другими недостатками (см. §§ 104–106). Для этого все преломляющие и отражающие поверхности телескопа должны иметь строго определенную форму, согласованную одна с другой, быть тщательно отшлифованы, отполированы и т. п. При крупных размерах оптических деталей телескопа «исправление» его системы представляет большие трудности. Для устранения аберраций в оптическую систему телескопа вводятся дополнительные линзы и зеркала, что значительно усложняет конструкцию и лишь частично улучшает изображение.

Другой путь улучшения телескопов состоит в том, что поверхности зеркала придают не сферическую форму, а форму параболоида вращения. При применении параболического зеркала значительно уменьшается влияние сферической аберрации, но изготовлять параболические зеркала гораздо труднее, чем сферические.

Зеркальный телескоп, рефлектор (рис. 258), обладает по сравнению с рефрактором тем преимуществом, что он не имеет хроматической аберрации. Изготовить зеркало также легче, чем объектив: требования к однородности стекла, идущего для изготовления зеркала, предъявляются менее строгие, так как свет через него не проходит — оно является всего лишь основанием, на которое наносится отражающий слой. По этим причинам самый большой из существующих сейчас телескопов является зеркальным, его диаметр равен 6 м. Диаметр самого большого в настоящее время рефрактора равен 1 м (при длине трубы в 21 м). Зеркальный телескоп при том же диаметре 1 м должен иметь длину всего 6 м. Благодаря этому конструкция зеркального телескопа более проста. Однако требования к точности изготовления поверхности зеркала предъявляются

[1]) Значительное улучшение условий работы телескопов достигается при установке их на искусственных спутниках Земли. При этом также существенно расширяется доступный для изучения спектральный интервал электромагнитного излучения космических тел — от далекой инфракрасной до рентгеновской области.

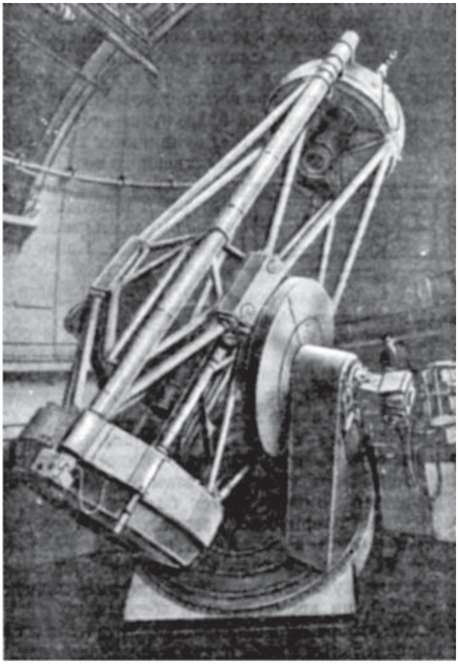


Рис. 258. 2,6-метровый рефлектор Крымской астрофизической обсерватории АН СССР

более высокие, чем при изготовлении поверхности объектива. Вместе с тем зеркала более чувствительны к прогибам, чем линзы. Такие прогибы появляются из-за действия собственного веса зеркала или вследствие изменения температуры и приводят к значительному понижению качества изображения. Таким образом, и рефлекторы и рефракторы имеют свои достоинства и недостатки.

Очень удачная и остроумная конструкция телескопа была предложена в 1941 г. советским ученым Д. Д. Максутовым. В телескопе Максутова объектив представляет собой сочетание положительного мениска (см. § 90) и зеркала. Положительный мениск может быть очень хорошо исправлен в отношении хроматической аберрации, но обладает при этом сферической аберрацией. Последняя компенсируется благодаря тому, что в систему входит сферическое зеркало, дающее равную по величине и противоположную по знаку сферическую аберрацию. Так как зеркало не обладает хроматической

аберрацией, то получается система, не имеющая практически ни сферической, ни хроматической аберрации.

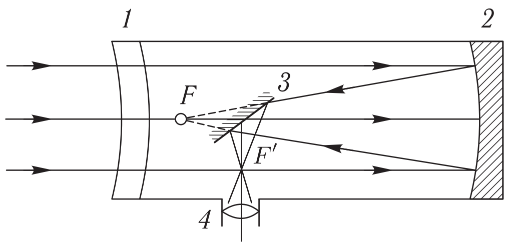


Рис. 259. Схема телескопа Максутова

На рис. 259 изображена простейшая схема телескопа Максутова. Параллельный пучок лучей в этом телескопе, пройдя через мениск *1* и отразившись в вогнутом зеркале *2*, дает в фокусе F изображение, не искаженное ни хроматической, ни сферической аберрациями. Для удобства наблюдения пучок лучей поворачивается плоским зеркалом *3*. Изображение в F' рассматривается с помощью окуляра *4*.

§ 120. Яркость изображения для протяженных и точечных источников. Для правильного понимания действия оптических приборов, предназначенных для работы совместно с глазом, необходимо учитывать особенности строения глаза. Мы уже указывали в § 113, что сетчатая оболочка глаза состоит из отдельных светочувствительных элементов, каждый из которых реагирует на попадающий на него свет независимо от других элементов. При увеличении освещенной поверхности сетчатки лишь большее число ее элементов участвует в восприятии света, но световое раздражение каждого из элементов не усиливается. Поэтому световое ощущение определяется освещенностью сетчатки, т. е. световым потоком, падающим на единицу ее поверхности. В этом смысле глаз подобен фотоаппарату, где почернение в данном месте пластинки зависит от освещенности изображения в этом месте и не зависит от размеров всего изображения.

Объекты с одинаковой яркостью, расположенные на разном расстоянии от глаза, будут восприниматься глазом как одинаково яркие. Например, рассматривая ряд фонарей вдоль длинной улицы, мы увидим их одинаково яркими, хотя они удалены от нас на разное расстояние. Для пояснения напомним, что хотя с увеличением расстояния до источника уменьшается световой поток, попадающий в глаз, однако во столько же раз

уменьшается и площадь изображения этого источника на сетчатке. Поэтому освещенность изображения на сетчатке, равная о т н о ш е н и ю вышеупомянутых величин, остается неизменной. Но именно освещенность сетчатки определяет световое ощущение, которое, как мы видим, остается неизменным при удалении источника. (Конечно, при этом предполагается, что атмосфера вполне прозрачна и удаление источника не сопровождается возрастающим поглощением света.)

Световой поток, поступающий в глаз, может в известных пределах (в 10–15 раз) регулироваться благодаря способности зрачка расширяться и сужаться. В условиях яркого освещения зрачок уменьшается до 2–3 мм и освещенность на сетчатке падает; наоборот, в условиях слабого освещения зрачок увеличивается до своего максимального размера (7–8 мм) и освещенность изображения возрастает.

В тех случаях, когда для наблюдения используется тот или иной оптический прибор (лупа, микроскоп, зрительная труба), глаз непосредственно рассматривает не сам предмет, а его изображение в приборе. Яркость изображения п р о т я ж е н н о г о предмета, как мы знаем (см. § 109), равна яркости самого предмета, если можно пренебречь потерей света в приборе. При больших потерях за счет поглощения и отражения света преломляющими поверхностями яркость изображения соответственно снижается. Следовательно, при рассматривании протяженных объектов с помощью прибора мы во всяком случае н е п о л у ч а е м в ы и г р ы ш а в я р к о с т и по сравнению с тем случаем, когда предмет рассматривается невооруженным глазом.

Существенно другие результаты получаются, если наблюдается т о ч е ч н ы й источник света, например звезда. С точки зрения вопроса о яркости точечным источником является всякий источник, который настолько мал, что глаз видит его под углом зрения, не большим $1'$, в условиях нормального освещения. При рассматривании точечного источника все его изображение попадает на о д и н с в е т о ч у в с т в и т е л ь н ы й э л е м е н т сетчатки. На этот единственный элемент падает весь световой поток, попадающий в глаз. Поэтому в случае точечного источника световое ощущение определяется суммарным световым потоком, попадающим в глаз, а не освещенностью сетчатки, как это имеет место при протяженном источнике. В соответствии с этим яркость изображения точечного источника будет определяться суммарной величиной поступающего в глаз с в е т о в о г о п о т о к а.

В тех случаях, когда источник рассматривается невооруженным глазом, световой поток пропорционален площади зрачка глаза (рис. 260, *а*). Если же источник рассматривается с помощью, например, зрительной трубы, то световой поток, попадающий в объектив трубы и далее в глаз наблюдателя (рис. 260, *б*), пропорционален площади объектива. Благодаря этому яркость изображения возрастает пропорционально отношению

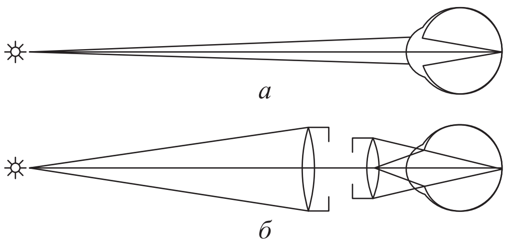


Рис. 260. Световой поток, попадающий в глаз, при использовании телескопа значительно увеличивается

квадратов диаметров объектива прибора и зрачка глаза [1]). Например, при наблюдениях с помощью телескопа, имеющего диаметр объектива 60 см, полагая диаметр зрачка глаза равным 6 мм, получаем увеличение видимой яркости звезд в 10 000 раз. Замечательно, что яркость фона неба, как объекта протяженного, при наблюдении в телескоп не увеличивается, т. е. контрастность изображения значительно возрастает. Благодаря этому при рассматривании в телескоп звезды видны даже днем.

Таким образом, в противоположность случаю наблюдения протяженных источников оптические приборы очень сильно повышают возможность видения слабых точечных источников света. Именно этими причинами объясняется то, что мощные телескопы, имеющие несколько метров в поперечнике, позволяют видеть звезды в десятки тысяч раз более слабые, чем видит невооруженный глаз.

§ 121. «Ночезрительная труба» Ломоносова. Хотя яркость изображения протяженного источника при использовании зрительной трубы и не повышается, возможность распознавания деталей слабо освещенных предметов при этом возрастает. Этот факт был установлен впервые русским ученым, основоположником русской науки и прибо-

[1]) При этом предполагается, что подбор объектива и окуляра телескопа произведен правильно, так что весь световой поток, падающий на объектив, проникает в зрачок глаза наблюдателя.

ростроения М. В. Ломоносовым (1711–1765), который сконструировал «ночезрительную трубу», предназначенную для рассматривания предметов в условиях слабого освещения — ночью или в сумерках. В этих условиях свойства воспринимающего глаза значительно изменяются по сравнению с дневными условиями, в частности, как мы уже указывали (§ 113), значительно возрастает тот минимальный угол зрения, под которым глаз может еще различить две точки объекта как раздельные. Зрительная труба, увеличивая угол зрения, под которым видны предметы глазом, повышает способность различать предметы в условиях ночного и сумеречного освещения.

Оптическая система «ночезрительной трубы» делается из возможно малого числа деталей для уменьшения потерь света на отражение и поглощение. С этой же целью поверхности оптических деталей «просветляются» (см. § 111). Труба должна быть рассчитана на работу ее при максимальном диаметре зрачка глаза — около 8 мм. Кроме того, труба для ночных наблюдений должна иметь возможно большую светосилу и большое увеличение.

§ 122. Зрение двумя глазами и восприятие глубины пространства. Стереоскоп. Зрительное восприятие внешнего пространства является сложным действием, в котором существенным обстоятельством является то, что в нормальных условиях мы пользуемся д в у м я глазами. Один и тот же предмет дает изображения на сетчатых оболочках обоих глаз, причем оба изображения немного различаются между собой, так как предмет несколько различно расположен относительно обоих глаз: один глаз немного лучше видит правую сторону его, а другой — левую. Эти различия ничтожны, когда рассматривается плоский предмет (картина), и становятся вполне ощутимыми при наблюдении объемных предметов. Световые раздражения, получаемые каждым глазом, соединяются в нашем сознании в один зрительный образ, в котором отображаются особенности, связанные с п р о с т р а н с т в е н н ы м характером рассматриваемого предмета.

Желая рассмотреть какой-либо предмет, мы поворачиваем оба глаза так, что зрительные оси их пересекаются на этом предмете (рис. 261). Благодаря большой подвижности глаз мы быстро фиксируем одну точку предмета за другой; при этом мы можем оценивать расстояние до рассматриваемых предметов, а также сравнивать эти расстояния между собой. Такая оценка дает нам представление о г л у б и н е п р о с т р а н с т в а (перспективе), об объемном распределении деталей рассматриваемого предмета, делает возможным, как говорят, *стереоскопическое зрение*.

При зрении одним глазом мы также производим оценку относительного расположения предметов, используя для этого

косвенные признаки: сравнение размеров объекта с размерами предметов, которые нам известны из опыта, изменения в цвете и расположении света и теней, наложение контуров объектов друг на друга и т. п.

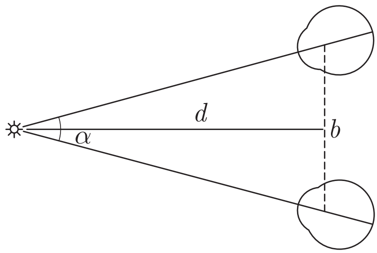


Рис. 261. Рассматривание предмета обоими глазами дает возможность оценить расстояние до предмета. Угол α на рисунке изображен значительно большим, чем это имеет место в действительности при рассматривании протяженных предметов

Существенную помощь оказывает наблюдение относительного смещения объектов при перемещении глаза наблюдателя. Наряду с этим для оценки расстояний мы используем ощущение усилия мышц, необходимого для аккомодации глаза на данный предмет. При зрении двумя глазами к этому прибавляется еще ощущение мышечного усилия, необходимого для сведения зрительных осей глаз на фиксируемую точку. Последние оба процесса происходят одновременно и бессознательно и тесно связаны между собой.

Глубина пространства при зрении двумя глазами воспринимается несравненно лучше, чем при зрении одним глазом. Чтобы убедиться в этом, достаточно, закрыв один глаз, попробовать продеть нитку в ушко иголки. Способность ощущать глубину пространства и оценивать смещение предметов друг относительно друга по глубине у разных людей неодинакова и зависит, в частности, от тренировки.

Угол α расхождения лучей, идущих от далекого предмета в оба глаза, пропорционален расстоянию b между глазами (называемому *базой*) и обратно пропорционален расстоянию d до предмета (рис. 261):

$$\alpha = \frac{b}{d}.$$

При больших расстояниях до предмета угол α очень мал, и зрительные оси обоих глаз идут почти параллельно, вследствие чего ощущение глубины пространства теряется. Этот угол может

быть значительно увеличен с помощью оптических приборов за счет увеличения базы между объективами прибора. Благодаря этому эффекту ощущение глубины возрастает во много раз.

В военных оптических приборах, предназначенных для наблюдений (бинокли, стереотрубы), расстояние между центрами объективов всегда значительно больше, чем расстояние между глазами, и удаленные предметы кажутся значительно более рельефными, чем при наблюдении без прибора. Наоборот, театральные бинокли предназначены для рассматривания сцены, реальная глубина которой мала и где ощущение глубины создается искусственно, с помощью декораций. Поэтому в театральных биноклях расстояние между объективами делают меньше, чем расстояние между глазами, благодаря чему незначительная глубина сцены делается менее заметна. Конечно, такое расположение объективов возможно только в призменных биноклях, где благодаря наличию призм расстояние между объективами может быть сделано иным, чем расстояние между окулярами (глазами). На рис. 255 изображен призменный полевой бинокль с увеличенной базой.

Ту же роль, какую играют два глаза, могут выполнить два фотоаппарата, оптические оси которых параллельны и смещены одна относительно другой на расстояние b и которые обычно соединены в один фотоаппарат с двумя объективами. Вместо двух фотоаппаратов можно, конечно, взять один аппарат и сделать последовательно два снимка какого-либо предмета с двух мест. Если полученные этим путем снимки расположить так, чтобы правый глаз видел только снимок, сделанный правым аппаратом, а левый глаз — левым аппаратом, и направить соответствующим образом оси глаз, то изображения обоих снимков соединятся и наблюдатель увидит рельефное пространство. Действительно, в этих условиях изображения каждого снимка на сетчатке по своим геометрическим свойствам и расположению окажутся вполне подобны изображениям истинного предмета при его непосредственном рассматривании двумя глазами.

Для облегчения рассматривания снимков, полученных вышеописанным путем, употребляется прибор, называемый *стереоскопом*. Схема стереоскопа представлена на рис. 262. Стереоскопические снимки *1* и *2* рассматриваются с помощью линз L_1 и L_2, помещенных каждая перед одним глазом. Снимки располагаются в фокальных плоскостях линз, и, следовательно, их изображения лежат в бесконечности. Оба глаза аккомодированы на бесконечность. Изображения обоих снимков воспринимаются как один рельефный предмет, лежащий в плоскости *3*.

Стереоскоп в настоящее время широко применяется для изучения снимков местности. Производя фотографирование местности с двух точек, получают два снимка, рассматривая которые в стереоскоп можно ясно видеть рельеф местности.

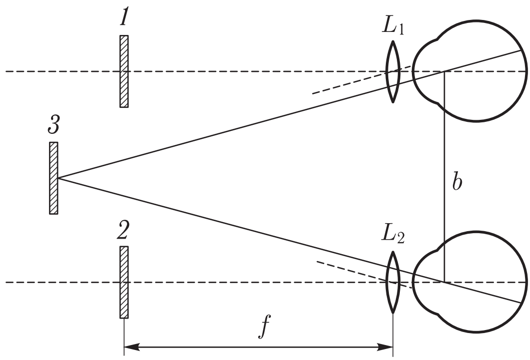


Рис. 262. Схема стереоскопа

Большая острота стереоскопического зрения дает возможность применять стереоскоп для обнаружения подделок документов, денег и т. п. Рассматривая в стереоскоп настоящий билет Государственного банка и его подделку, мы увидим стереоскопически не плоское одиночное изображение, а какой-то рельеф, так как все не совсем тождественные детали сравниваемых рисунков дадут впечатление рельефных деталей, выступающих над общим плоским фоном.

47. Объектив проекционного фонаря имеет фокусное расстояние 20 см. На каком расстоянии надо поставить диапозитив размером 9×12 см от объектива, чтобы его изображение точно умещалось на экране размером 3×4 м?

48. Для воздушной разведки с самолета на высоте 3000 м необходимо получить снимки с местности в масштабе 1 : 5000. Каково должно быть фокусное расстояние объектива?

49. Найдите потери на отражение в перископе подводной лодки с 40 отражающими поверхностями, считая, что на каждой поверхности теряется 5 % света. Найдите потери в том же перископе с просветленной оптикой, считая, что после просветления на каждой поверхности теряется 1 % падающего света.

50. В качестве лупы использована линза очков с оптической силой +8 диоптрий. Найдите увеличение этой лупы.

51. Найдите максимальный диаметр плоско-выпуклой линзы со сферической поверхностью из стекла с показателем преломления 1,63, которая при применении ее как лупы давала бы увеличе-

ние в 200 раз. (Рассматриваемая линза не будет тонкой. Однако для упрощения расчета это обстоятельство не учитывайте.)

52. Найдите формулу увеличения лупы для того случая, когда наблюдатель устанавливает лупу на расстояние наилучшего видения.

53. Как можно получить на экране изображение, даваемое микроскопом?

54. Микроскоп с 7-кратным окуляром имеет увеличение, равное 140. Какое увеличение будет иметь микроскоп, если заменить в нем окуляр линзой с фокусным расстоянием 10 мм?

55. Покажите, что оптическая система, изображенная на рис. 255 (призменный бинокль), действительно дает прямое изображение.

56. Найдите увеличение зеркального телескопа, зеркало которого имеет радиус кривизны 2 м, а фокусное расстояние окуляра равно 20 мм.

57. Найдите увеличение телескопа, который имеет объектив с фокусным расстоянием 1600 мм и 10-кратный окуляр.

58. Даны две положительные линзы с фокусными расстояниями 3 см и 15 см. Как нужно расположить эти линзы, чтобы получить зрительную трубу? Какая из линз будет играть роль объектива? Какое увеличение будет иметь эта труба?

59. Какие линзы нужно взять, чтобы построить трубу Галилея длины 22 см с 12-кратным увеличением?

60. Проекционный фонарь имеет объектив с фокусным расстоянием 25 см и диаметром 20 мм. Диапозитив размером 6×9 см находится на расстоянии 26 см от объектива. Найдите размеры экрана и его расстояние от объектива. Рассчитайте конденсор (т. е. найдите его диаметр и фокусное расстояние), если источником света служит дуга с диаметром кратера 9 мм. Найдите расстояние от источника до конденсора и от конденсора до проекционного объектива.

61. Объектив фотоаппарата имеет фокусное расстояние 50 мм. С какой выдержкой нужно сфотографировать автомобиль, находящийся на расстоянии 2 км от аппарата и движущийся со скоростью 72 км/ч, чтобы его изображение на снимке сместилось за время съемки не более чем на 0,005 мм?

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Глава XIII. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

§ 123. Геометрическая и физическая оптика. Изложенное во втором разделе книги показывает, что можно получить вполне удовлетворительное решение обширного круга вопросов практической оптики, не пользуясь волновыми представлениями о свете. Для этой цели было введено понятие светового луча как линии, указывающей направление распространения световой энергии. Далее, были установлены геометрические правила относительно изменения направления этих лучей при отражении и преломлении света. Пользуясь этими правилами, мы на протяжении глав X, XI и XII разобрали многочисленные и важные задачи практической оптики. Все вопросы, которые могут быть удовлетворительно решены геометрическим путем, составляют содержание геометрической, или лучевой, оптики.

Однако даже при рассмотрении этих проблем возникают важные вопросы, касающиеся разрешающей силы оптических приборов, на которые метод геометрической оптики не может дать нужного ответа. Кроме того, существует обширный класс оптических проблем, относящихся главным образом к вопросам взаимодействия света и вещества, для понимания которых надо составить более глубокое представление о природе света. Все эти вопросы составляют содержание так называемой *физической оптики*, с основами которой мы и познакомимся в этой части.

§ 124. Опытное осуществление интерференции света. Описанные в § 66 явления цветов тонких пленок представляют собой один из наиболее распространенных и легко наблюдаемых случаев *интерференции света*. Однако условия возникновения интерференционной картины в этом случае значительно отличаются от условий, при которых наблюдается интерференция волн на поверхности воды (см. § 44). В случае волн на поверхности воды мы имели два источника волн (два острия), в случае же интерференции в тонких пленках налицо был только один источник света. Возникают вопросы, откуда в этом случае берутся две вза-

имодействующие волны, а также можно ли осуществить интерференцию света, заставляя взаимодействовать световые волны, посылаемые двумя различными источниками, например двумя лампочками накаливания или двумя участками раскаленного тела. Ответ на последний вопрос дает повседневный опыт. Мы хорошо знаем, что *при освещении одного и того же участка светом различных источников интерференционные явления не наблюдаются*. Если в комнате горят две лампочки, то во всей освещенной области свет одного источника усиливает освещение, даваемое другим, добавление второго источника не ведет к образованию максимумов и минимумов освещенности.

Причина этого лежит в том, что для получения устойчивой интерференционной картины необходимо, как указывалось в § 44, обеспечить *когерентность*, или согласование, двух систем волн. Источники должны испускать когерентные волны, т. е. волны, обладающие одним периодом и неизменной разностью фаз на протяжении времени, достаточного для наблюдения. Все наши способы наблюдения (глаз, фотопластинка и т. д.) требуют сравнительно длительных промежутков времени, измеряемых тысячными и более долями секунды. В независимых же источниках свет испускают различные атомы, условия излучения которых быстро и беспорядочно меняются. В настоящее время мы имеем ряд данных, которые позволяют считать, что такие изменения происходят в лучшем случае примерно через 10^{-8} с, а обычно гораздо быстрее. Таким образом, интерференционная картина, получаемая от независимых источников, сохраняется неизменной очень короткое время, а затем сменяется другой, с иным расположением максимумов и минимумов. Так как время, необходимое для наблюдения, измеряется, как сказано, тысячными и более долями секунды, то за это время интерференционные картины успеют смениться миллионы раз. Мы наблюдаем результат наложения этих картин. Понятно, что такое наложение размывает картину, не оставляя никаких следов интерференционных максимумов и минимумов. Таким образом, становится понятным, почему при наблюдении действия двух независимых некогерентных источников света мы не обнаруживаем интерференции. Однако от двух разных *лазерных* источников света явления интерференции могут наблюдаться.

Для наблюдения интерференции приходится прибегать к искусственному приему. Этот прием состоит в том, что заставляют интерферировать части одной и той же волны, идущие от единственного источника и достигающие точки

наблюдения по разным путям, благодаря чему между ними возникает некоторая разность хода. Когерентность обеспечивается тем, что обе интерферирующие волны одновременно испускаются одним источником. В опытах с тонкими пленками волна, идущая от источника, расщепляется на две путем отражения от передней и задней поверхностей пленки.

Той же цели можно достигнуть и другими приспособлениями, например при помощи так называемой *бипризмы* [1]) (рис. 263, *а*), где для раздвоения волны использовано преломление. Здесь дело происходит так, как если бы два когерентных источника были расположены в точках S_1 и S_2. В действительности же имеется

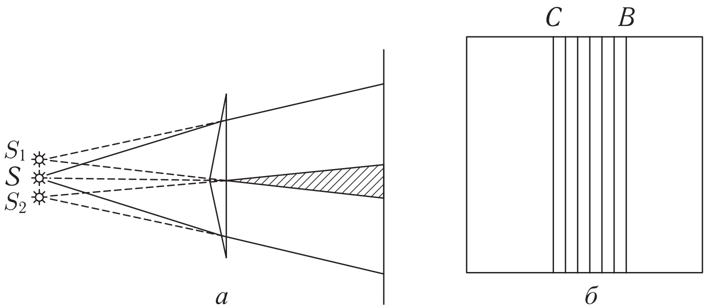


Рис. 263. Наблюдение интерференции света с помощью бипризмы Френеля: *а*) схема опыта (вид сверху); *б*) интерференционная картина

единственный реальный источник S. Этот источник представляет собой узкую освещенную щель, параллельную ребру бипризмы. Волна, идущая от источника S, раздваивается путем преломления в двух половинах бипризмы и доходит до точек экрана по двум различным путям, т. е. с определенной разностью хода. На экране будет наблюдаться система чередующихся светлых и темных полос, параллельных ребру бипризмы (рис. 263, *б*). Полосы располагаются в той части экрана, где происходит перекрывание световых пучков, идущих от двух половинок бипризмы (заштрихованная область на рис. 263, *а*).

Разность хода между обоими интерферирующими лучами ограничена по следующим соображениям. Атом в каждый акт излучения испускает систему волн (волновой цуг), которая распространяется во времени и пространстве, сохраняя синусоидальность (см. § 5). Однако длительность цуга ограничена зату-

[1]) Би — от латинского слова bis — дважды; бипризма — двойная призма.

ханием колебаний электрона в самом атоме и столкновениями этого атома с другими атомами. Длина цуга, или, как ее называют, длина когерентности такого цуга, в самых благоприятных условиях излучения достигает около 30 см, а временная длительность его не больше 10^{-8}–10^{-9} с. Необходимое условие интерференции заключается в том, чтобы разность хода (разность оптических путей, т. е. произведения показателей преломления на геометрические длины путей) обоих лучей была не больше длины когерентности порождающего их волнового цуга. Рис. 264 иллюстрирует это условие.

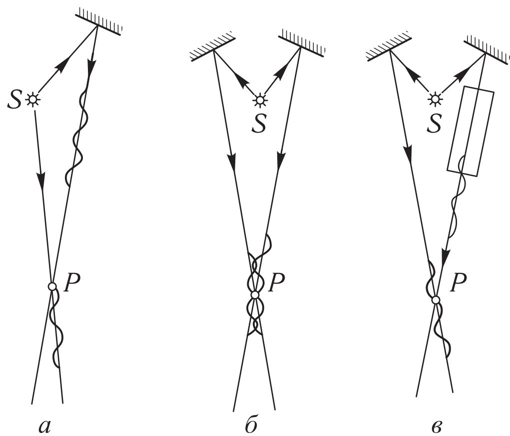


Рис. 264. К интерференции двух цугов световых волн: *а*) разность хода обоих цугов волн больше длины когерентности — интерференции нет; *б*) разность хода равна нулю — интерференция есть; *в*) на пути одного из цугов помещена стеклянная пластинка ($n > 1$), разность хода обоих цугов больше длины когерентности — интерференции нет

Идеальным источником света служит квантовый генератор (лазер), который по своей физической природе, как источник вынужденного излучения, является когерентным (см. § 202). Длина когерентности лазерного цуга простирается на тысячи километров, а длительность цуга достигает сотых долей секунды. Благодаря квантовому генератору удалось создать новую область оптики — когерентную оптику, имеющую огромные теоретические и технические достижения и необозримые перспективы.

Если источник света в опыте с бипризмой (опыт Френеля) испускает белый свет, то мы увидим цветную интерференционную картину, как это имеет место и при наблюдении интерференции в тонких пленках. Если же источник посылает одноцветный,

т. е. монохроматический свет (например, свет от дугового разряда в газе, прошедший сквозь соответствующий светофильтр), то интерференционная картина состоит из чередующихся светлых и темных полос. Положение этих полос зависит от цвета, так что места, соответствующие минимуму в одном цвете, могут оказаться местами максимума для другого цвета. Это означает, что расстояние от источников S_1 и S_2 до рассматриваемого места экрана выражается четным числом полуволн одного цвета и нечетным числом полуволн другого цвета. Иными словами, длины световых волн различного цвета различны. Таким образом, *свет различного цвета физически характеризуется различием в длинах волн.*

Так как положение интерференционных полос зависит от длины волны, то с помощью опыта Френеля можно определить длину световой волны, произведя соответствующие измерения. Подобные измерения показали, например, что пламя, окрашенное парами натрия (желтый цвет), испускает свет двух длин волн — 589,0 и 589,6 нм. Измерения показывают, что *длина волны уменьшается при переходе от красного света к фиолетовому в порядке расположения цветов в радуге.*

Известно, что оценка цвета, даваемая глазом, довольно неопределенна, так что под названием красного или желтого цвета, например, мы понимаем довольно разнообразные оттенки. Поэтому указание длины волны для каждого такого цвета имеет ориентировочный характер. Фиолетовый цвет соответствует длинам волн от 400 до 450 нм, синий — от 450 до 480 нм, голубой — от 480 до 500 нм, зеленый — от 500 до 560 нм, желтый — от 560 до 590 нм, оранжевый — от 590 до 620 нм, красный — от 620 до 760 нм. Таким образом, указание цвета характеризует свет приближенно. Наоборот, длина волны является точной количественной характеристикой цвета, которой и пользуются во всех научных измерениях.

§ 125. Объяснение цветов тонких пленок. Опираясь на сказанное в предыдущем параграфе, мы можем составить себе отчетливое представление о происхождении цветов тонких пленок. При освещении прозрачной пленки часть световой волны отражается от передней поверхности, часть от задней, благодаря чему встречаются волны с некоторой разностью хода. Нетрудно видеть (рис. 265), что эта разность хода зависит от толщины пленки, определяющей длину пути волны внутри пленки. В тех местах пленки, где эта разность хода достигает четного числа полуволн, обе части волны взаимно усиливают друг друга

(максимум), там же, где разность хода выражается нечетным числом полуволн, имеет место взаимное ослабление (минимум). Так как пленка в разных местах может иметь разную толщину, то области максимумов и минимумов дают на ее поверхности картину темных и светлых мест, если опыт производится в монохроматическом (одноцветном) свете, или картину разноцветных полос, если применяется белый свет. Для наблюдения этой интерференционной картины надо рассматривать поверхность пленки т. е. аккомодировать глаз на ее поверхность. Это значит, что интерференционная картина локализована (находится) вблизи поверхности пленки. В некоторых случаях это можно обнаружить, перемещая вдоль поверхности пленки миниатюрный приемник света (фотоэлемент или термоэлемент), соединенный с гальванометром.

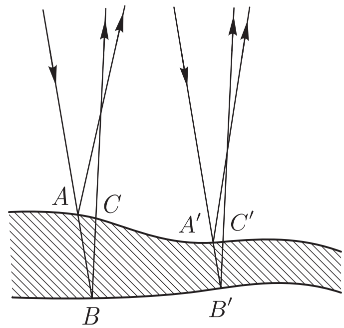
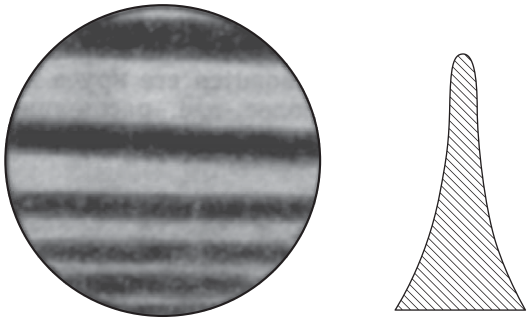


Рис. 265. Разность хода (ABC, $A'B'C'$) двух частей световой волны, отражающейся от передней и задней поверхностей тонкой пленки, зависит от толщины пленки в месте отражения

Чередующиеся при перемещении фотоприемника максимальные и минимальные показания гальванометра подтверждают неравномерное распределение освещенности в интерференционном световом поле около пленки. Картина интерференционных полос в подобных опытах показывает, каким образом распределены области одинаковой толщины в пленке, и позволяет в известной мере судить о виде пленки. Так, рис. 266 показывает, что пленка имеет вид вертикального клина. Такую пленку можно изготовить, окунув проволочное кольцо в мыльный раствор и расположив кольцо вертикально. Под действием силы тяжести раствор стекает книзу и пленка принимает форму клина, пологого вверху и постепенно расширяющегося книзу (рис. 266, *б*). Рассматривая такой клин, освещенный светом Солнца или проекционного фонаря, мы увидим ряд горизонтальных цветных полос, параллельных ребру клина. Полосы повторяются в известной последовательности цветов. В монохроматическом свете (красный светофильтр) получим чередование светлых (красных) и темных полос той же формы (см. рис. IV на форзаце). В пленках со случайным распределением толщины (например, в пленке нефти на поверхности воды) расположение

полос максимумов и минимумов имеет прихотливый характер. Понятна также и роль угла, под которым наблюдается пленка. В зависимости от направления наблюдения и от угла падения света на пленку, путь света внутри пленки будет большим или меньшим, а следовательно, разность хода между частями волны, отраженными от передней и задней поверхностей пленки, будет различной.



а *б*

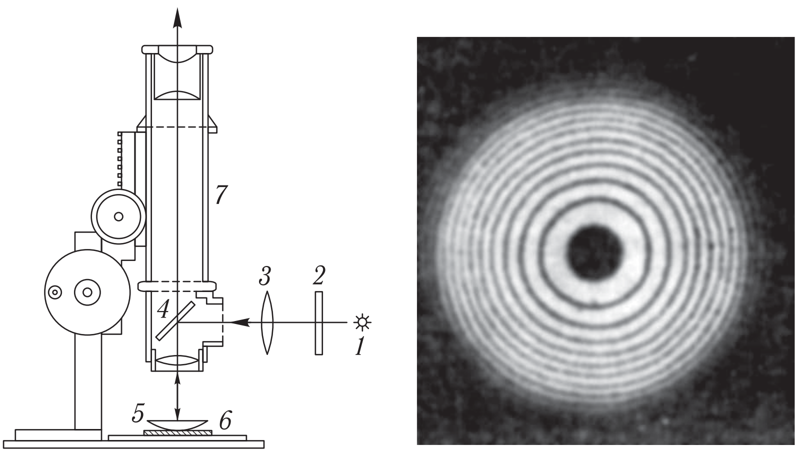
Рис. 266. Интерференционные полосы (*а*) в клинообразной пленке (*б*): ширина полос уменьшается книзу по мере увеличения толщины пленки; сечение пленки изображено по толщине сильно преувеличенным. Толщина ее даже внизу не превосходит нескольких микрометров

§ 126. Кольца Ньютона. Прихотливый вид интерференционных картин в тонких пленках объясняется, как сказано, случайными неравномерностями в толщине пленки. В пленке, имеющей вид клина, области одинаковой толщины вытянуты вдоль ребра клина и в соответствии с этим так же расположены темные и светлые (цветные) полосы интерференции.

Очень важным видоизменением опыта с клинообразной пленкой является опыт, произведенный еще в 1675 г. Английский физик и математик Исаак Ньютон (1643–1727) наблюдал цвета тонкой прослойки воздуха, заключенной между плоским стеклом и выпуклой поверхностью объектива астрономического рефрактора. Радиус кривизны выпуклой поверхности объектива в опыте Ньютона был около 10 м, поэтому толщина прослойки воздуха между плотно сжатыми стеклами очень медленно и правильно возрастала от места соприкосновения стекол (где она равна нулю) к наружным частям объектива.

Если смотреть на такую систему, то темное место соприкосновения обоих стекол оказывается окруженным светлой коль-

цевой полосой, которая постепенно переходит в темную, вновь сменяется светлой и т. д. По мере увеличения диаметра кольца толщина воздушной прослойки возрастает неравномерно, воздушный клин становится все круче и соответственно ширина кольцевых полос, т. е. расстояние между двумя соседними минимумами, становится меньше. Такова картина, наблюдаемая в монохроматическом свете; в белом свете наблюдается система цветных колец, постепенно переходящих друг в друга. По мере удаления от центрального темного пятна цветные полосы становятся все у́же и белесоватее благодаря перекрытию цветов, пока, наконец, не исчезают всякие следы интерференционной картины.



а *б*

Рис. 267. Наблюдение интерференционных колец Ньютона: *а*) схема опыта; *б*) интерференционные кольца. *1* — источник света (лампочка с фильтром *2*, или натриевая горелка), *3* — вспомогательный конденсор, *4* — стеклянная пластинка, отражающая свет, *5* — длиннофокусная линза и *6* — плоская пластинка, образующие воздушную прослойку, *7* — микроскоп для наблюдения колец и промера их диаметра

На основании изложенного выше нетрудно понять, почему интерференционная картина имеет в данном случае вид системы концентрических колец. Места равной толщины в воздушной прослойке, которые соответствуют местам с одинаковой разностью хода световых волн, имеют форму окружностей. По этим окружностям и располагаются места равной интенсивности в интерференционной картине.

Удобное расположение приборов, позволяющее наблюдать и промерять кольца Ньютона, изображено на рис. 267.

На столике микроскопа с небольшим увеличением расположено плоское стекло, сложенное с линзой малой кривизны. Наблюдение ведется через микроскоп по направлению, перпендикулярному к плоскости стекла. Для того чтобы освещающий свет также падал перпендикулярно к плоскости стекла, заставляют свет источника отражаться от стеклянной пластинки, поставленной под углом 45° к оси микроскопа. Таким образом, интерференционная картина рассматривается сквозь эту стеклянную пластинку. Практически пластинка не мешает наблюдению колец, ибо сквозь нее проходит вполне достаточно света. Для усиления освещения можно применять конденсор. Источником света служит горелка, пламя которой окрашено парами натрия (монохроматический свет), или лампочка накаливания, которую можно прикрывать цветными светофильтрами.

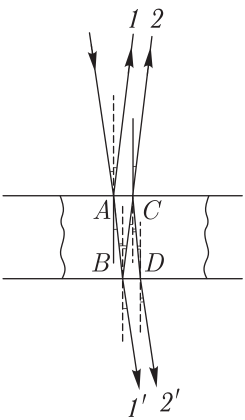


Рис. 268. Ход отраженных и проходящих лучей при двукратном отражении в пленке

§ 127. Определение длины световой волны с помощью колец Ньютона. Для того чтобы использовать интерференционные явления, в частности кольца Ньютона для измерения длины волны, надо подробнее рассмотреть условия образования максимумов и минимумов света.

При падении света на пленку или тонкую пластинку часть света проходит сквозь нее, а часть отражается. Предположим, что монохроматический свет длины волны λ падает на пластинку перпендикулярно к ее поверхности. Будем рассматривать малый участок пластинки, считая его плоскопараллельным. На рис. 268 изображен ход лучей в пластинке, причем для наглядности лучи изображены не вполне перпендикулярными к ней. В о т р а ж е н н о м свете имеем луч *1*, отраженный от верхней поверхности пластинки, и луч *2*, отраженный от нижней поверхности. В п р о х о д я щ е м — луч *1′*, прямо прошедший через пластинку, и луч *2′*, отразившийся по одному разу от нижней и от верхней поверхностей [1]).

Рассмотрим сначала п р о х о д я щ и е л у ч и. Лучи *1′* и *2′* обладают разностью хода, так как первый прошел через нашу пленку о д и н раз, а второй — т р и раза. Образовавшаяся р а з н о с т ь хода при нор-

[1]) Как в проходящем, так и в отраженном свете имеются еще и лучи, испытавшие м н о г о к р а т н о е отражение. Но они настолько слабее первых двух, что их можно не принимать в расчет.

мальном падении света есть $AB + BC + CD - AB = BC + CD = 2h$, где h — толщина пластинки. Если эта разность хода равна целому числу волн, т. е. четному числу полуволн, то лучи усиливают друг друга; если же разность хода равна нечетному числу полуволн, то лучи взаимно ослабляются. Итак, максимумы и минимумы получаются в тех местах пластинки, толщина которых h удовлетворяет условию

$$2h = n\frac{\lambda}{2},$$

причем минимумы соответствуют нечетному значению $n = 1, 3, 5, \ldots$, максимумы соответствуют четному значению $n = 2, 4, \ldots$ Таковы выводы для проходящего света.

В отраженном свете разность хода между лучами *1* и *2* при нормальном падении света есть $AB + BC = 2h$, т. е. такая же, как и для проходящего света. Можно было бы думать, что и в отраженном свете максимумы и минимумы будут на тех же местах пластинки, что и в проходящем свете. Однако это означало бы, что места пластинки, которые меньше всего отражают света, меньше всего и пропускают его. В частности, если бы вся пластинка имела одну и ту же толщину и притом такую, что $2h$ равно нечетному числу полуволн, то такая пластинка давала бы и минимальное отражение и минимальное пропускание. Но так как мы предполагаем, что пластинка не поглощает света, то одновременное ослабление и отраженного, и пропущенного света невозможно. Само собой разумеется, что в непоглощающей пластинке свет отраженный должен дополнять свет прошедший, так что темные места в проходящем свете соответствуют светлым в отраженном и наоборот. И действительно, опыт подтверждает это заключение.

В чем же ошибочность нашего расчета интерференции отраженных световых волн? Дело в том, что мы не учли различия в условиях отражения. Некоторые из отражений имеют место на границах воздух–стекло, а другие на границах стекло–воздух (если речь идет о тонкой стеклянной пластинке в воздухе). Это различие приводит к возникновению дополнительной разности фаз, которая соответствует дополнительной разности хода, равной $\lambda/2$. Поэтому полная разность хода для лучей, отраженных от верхней и нижней поверхностей пластинки толщиной h, равняется $2h + \lambda/2$. Места минимумов соответствуют условию

$$2h + \frac{\lambda}{2} = m\frac{\lambda}{2},$$

где m — нечетное число; места максимумов — четным значениям m. Следовательно, максимумы и минимумы получаются в тех местах пластинки, толщина которых h удовлетворяет условию

$$2h = (m-1)\frac{\lambda}{2} = n\frac{\lambda}{2},$$

причем $(m-1)$ обозначено через n. Минимумы соответствуют четным значениям $n = 0, 2, 4, \ldots$, максимумы соответствуют нечетным значениям $n = 1, 3, 5, \ldots$

Сопоставим результаты, полученные для определения, положения максимумов и минимумов в проходящем и отраженном свете. Положения максимумов и минимумов соответствуют толщине пленки, определяемой из условия: $2h = n\frac{\lambda}{2}$, причем:

	В проходящем свете	В отраженном свете
При n четном	максимум	минимум
При n нечетном	минимум	максимум

Таким образом, области максимумов в проходящем свете соответствуют областям минимумов в отраженном и наоборот — в согласии с опытом и с высказанными выше соображениями.

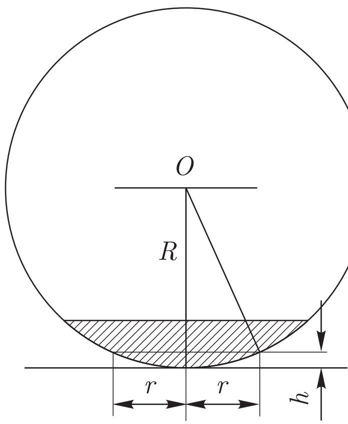


Рис. 269. К расчету радиусов колец Ньютона

Применительно к кольцам Ньютона, которые обычно наблюдаются в отраженном свете (§ 126), получаем, что места максимумов соответствуют нечетным значениям $n = 1, 3, 5, \ldots$, а места минимумов — четным $n = 0, 2, 4, \ldots$ Центральный (нулевой $n = 0$) минимум имеет вид темного кружка, следующее первое темное кольцо соответствует $n = 2$, второе $n = 4$ и т. д. Вообще номер N темного кольца связан с числом n соотношением $N = n/2$. Номер N светлого кольца выражается через n формулой $N = (n+1)/2$.

Вместо определения толщины h того места воздушной прослойки, которое соответствует кольцу номера N, удобнее измерять диаметр или радиус соответствующего кольца. Из рис. 269 следует:

$R^2 = (R-h)^2 + r^2$ и, следовательно, толщина прослойки h связана с радиусом кольца r и радиусом линзы R соотношением

$$(2R-h)h = r^2.$$

Для опытов с кольцами Ньютона пользуются линзами с очень большим радиусом R (несколько метров). Поэтому можно пренебречь величиной h по сравнению с $2R$ и упростить последнее соотношение, записав:

$$2Rh = r^2, \quad \text{или} \quad 2h = r^2/R.$$

Итак, для определения длины волны λ с помощью колец Ньютона имеем

$$2h = \frac{r^2}{R} = n\frac{\lambda}{2}.$$

Если измеряются радиусы темных колец, то номер кольца $N = n/2$. В таком случае длина волны выразится формулой

$$\lambda = \frac{r_N^2}{NR},$$

где r_N есть радиус N-го темного кольца.

Проводя измерения радиусов светлых колец, мы должны иметь в виду, что $N = (n+1)/2$. В соответствии с этим получаем соотношение

$$\lambda = \frac{2r_N^2}{(2N-1)R},$$

где r_N есть радиус N-го светлого кольца.

Глава XIV. **ДИФРАКЦИЯ СВЕТА**

§ 128. Пучки лучей и форма волновой поверхности. Для очень большого круга вопросов, где успешно применялись построения геометрической оптики, мы характеризовали распространение света при помощи л у ч е й. Образование параллельного пучка лучей означало, что световая энергия распространяется лишь по направлению этого пучка, не рассеиваясь в стороны, так что освещенность поверхности, на которую падает свет, остается н е и з м е н н о й на любом расстоянии от источника. Расходящийся пучок лучей означал распределение света по возрастающей поверхности, так что освещенность у м е н ь ш а л а с ь обратно пропорционально квадрату расстояния от точки, из которой расходятся лучи (вершина пучка). Наоборот, сходящийся пучок лучей означал в о з р а с т а н и е освещенности по мере приближения к точке схождения лучей. Роль оптических систем сводилась к преобразованию формы волновых фронтов.

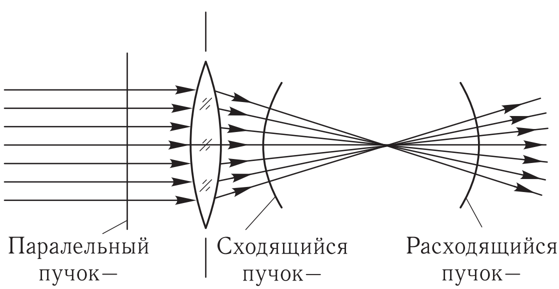


Рис. 270. Изменение формы фронта волны при прохождении через линзу

С точки зрения волновых представлений распространение света есть распространение волн, а роль лучей играют линии, перпендикулярные к поверхности фронта волны. Характер распространения света задается формой ф р о н т а волны (*волновой поверхностью*). Так, п а р а л л е л ь н ы й пучок лучей соот-

ветствует *плоской волне*, фронт которой имеет форму плоскости, перемещающейся параллельно самой себе. Сходящиеся в точке или расходящиеся из точки пучки соответствуют *сферическим волновым поверхностям*, центр которых лежит в точке схождения или расхождения лучей. Изменение кривизны фронта волны означает изменение угла схождения лучей.

Таким образом, прохождение волны через систему линз или зеркал сводится к изменению формы ее фронта (рис. 270).

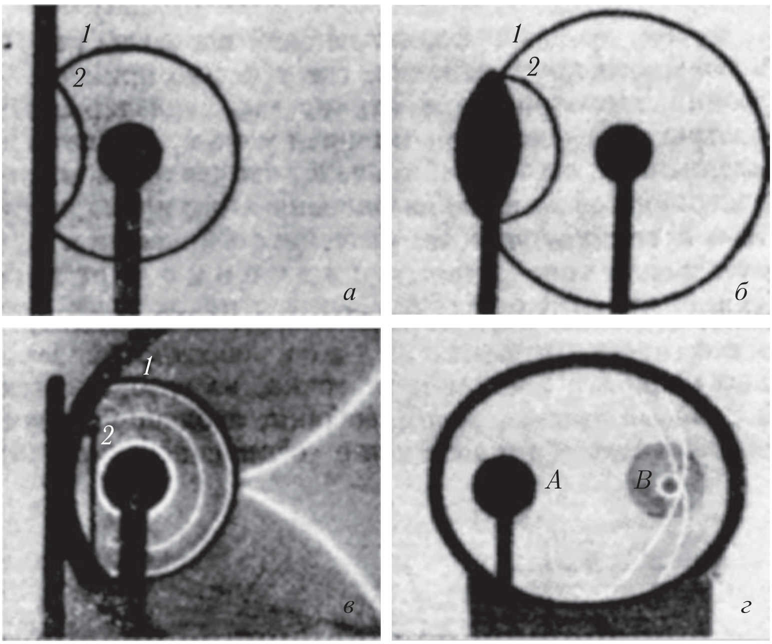


Рис. 271. Изменение формы фронта волны при отражении (фотографии звуковой волны в воздухе: *1* — падающая волна, *2* — отраженная волна). Отражение сферической волны от: *а*) плоского зеркала — кривизна фронта волны неизменна; *б*) выпуклого зеркала — кривизна фронта волны увеличивается; *в*) параболического зеркала (источник — в фокусе зеркала) — фронт волны становится плоским; *г*) эллиптического зеркала (источник — в фокусе *A* зеркала) — волна сходится в фокусе *B*

Влияние отражения от разных поверхностей на форму фронта волны хорошо иллюстрируется на ряде снимков, приведенных на рис. 271 и изображающих отражение звукового импульса в воздухе. Аналогичные картины могут быть без труда получены и при наблюдении преломленных волн.

§ 129. Принцип Гюйгенса. Рисунки, представленные в предыдущем параграфе, дают лишь общее к а ч е с т в е н н о е понятие о волновом характере распространения света и о действии отражения и преломления на световую волну.

Но еще Гюйгенс сумел использовать представление о распространении волн в среде для к о л и ч е с т в е н н о г о расчета законов преломления и отражения. С этой целью им был сформулирован общий принцип, которому подчиняется распространение волн. Этот *принцип Гюйгенса* представляет собой правило, позволяющее, исходя из положения волнового фронта в какой-нибудь момент времени, найти положение волнового фронта для ближайшего более позднего момента времени.

Согласно принципу Гюйгенса *каждую точку среды, которой достигла волна, можно рассматривать как источник вторичных сферических волн, распространяющихся со скоростью, свойственной среде*. Огибающая поверхность, т. е. *поверхность, касающаяся всех сферических вторичных волн в том положении, которого они достигнут к моменту времени t, и представляет собой волновой фронт в этот момент*.

Поверхность, на которой расположены точки среды, выбранные в качестве источников вторичных волн, является для построения Гюйгенса в с п о м о г а т е л ь н о й поверхностью. Она не должна обязательно совпадать с положением какого-либо волнового фронта, но может быть поверхностью, до которой первичные волны доходят в р а з н ы е моменты времени.

Для отыскания же фронта волны к моменту t надо построить положение вторичных волн к этому моменту и провести огибающую поверхность. Таким образом, из точек, достигнутых первичной волной в более ранний момент, вторичные волны успеют разойтись на большие расстояния, а из точек, позже принятых за центр вторичных волн, — на меньшие.

Принцип Гюйгенса дает возможность найти интересующую нас огибающую, выбирая вспомогательную поверхность различными способами, но окончательный результат, конечно, будет один и тот же. На рис. 272 рассматривается распространение сферической расходящейся волны, фронт которой в некоторый момент времени t_0 занимает положение P_0. В разные точки вспомогательной поверхности P свет от источника приходит в разные моменты времени. Таким образом, при применении принципа Гюйгенса можно выбирать центры вторичных волн наиболее у д о б н ы м для решения д а н н о й задачи способом. Благодаря этому принцип Гюйгенса с большой пользой применяется при

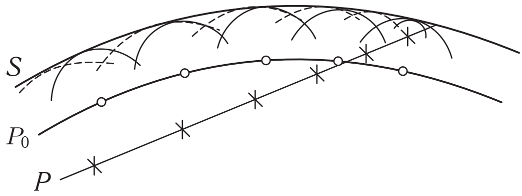


Рис. 272. К пояснению принципа Гюйгенса: P_0 — вспомогательная поверхность, совпадающая в момент $t_0 = 0$ с положением фронта сферической расходящейся волны; соответствующие вторичные волны (центры — светлые кружки) изображены сплошными дугами; P — произвольная вспомогательная поверхность; соответствующие вторичные волны (центры — крестики) изображены штриховыми дугами; S — волновая поверхность в момент t, построенная как огибающая вторичных волн

разборе различных вопросов о распространении волн. Один из примеров такого применения мы найдем в следующем параграфе.

§ 130. Законы отражения и преломления света на основе принципа Гюйгенса. Пусть на границу раздела двух сред ab (рис. 273) падает параллельный пучок лучей, образуя угол i с перпендикуляром к поверхности раздела. Согласно закону преломления пучок преломленных лучей будет распространяться по направлению, задаваемому углом r. Закон преломления, выведенный из опыта, гласит:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

где n — показатель преломления второй среды относительно первой, — есть величина, не зависящая от угла падения света i и характеризующая свойства обеих сред.

Согласно волновым представлениям описанная задача сводится к следующему. На поверхность раздела падает плоская волна, поверхность которой составляет угол i с поверхностью раздела. Скорость распространения волны в первой среде есть v_1, во второй — v_2.

Для нахождения закона преломления и показателя преломления воспользуемся принципом Гюйгенса. Задача решается без труда, если мы выберем в качестве центров вторичных волн точки, лежащие на границе раздела. Пусть в момент времени $t = 0$ падающая плоская волна достигает в точке O границы раздела, т. е. поверхность падающей волны имеет положение OM. Найдем положение огибающей к моменту $t = \tau$, когда точка B поверхности падающей волны успеет достигнуть границы

раздела в точке C. Так как скорость волны в первой среде есть v_1, то расстояние BC равно $v_1\tau$. Вторичная волна из точки O успеет за это время распространиться во второй среде на расстояние $OF = v_2\tau$. Точка D будет достигнута первичной волной

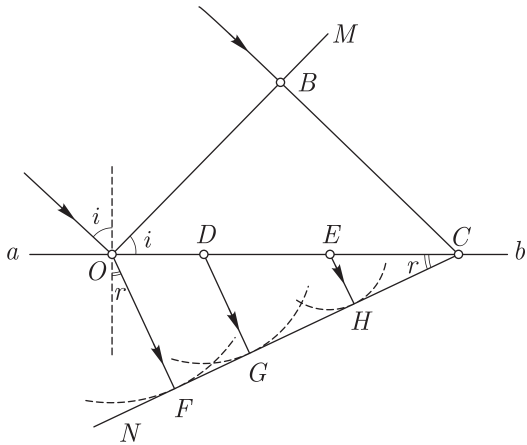


Рис. 273. К нахождению закона преломления волн. OB — поверхность падающей волны, ab — поверхность раздела двух сред, NC — поверхность преломленной волны

несколько позже, и вторичная волна от нее успеет к моменту τ проникнуть во вторую среду на меньшую глубину, равную DG; от точки E глубина проникновения будет еще меньше — EH; от точки C к моменту τ распространение волны еще не начнется, ибо к этому моменту точка C только будет достигнута первичной волной. Построив огибающую, которая оказывается плоскостью, касающейся всех вторичных сферических волн, найдем линию CN — положение фронта преломленной волны; этот фронт распространяется во второй среде со скоростью v_2 по направлению OF ($\perp CN$), задаваемому углом r.

Из ΔOBC и ΔCOF найдем соотношение между углами i и r, т. е. *закон преломления*. Действительно, $BC = v_1\tau = OC\sin i$, $OF = v_2\tau = OC\sin r$, откуда

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Если обозначить отношение v_1/v_2 через n, то получим закон преломления в обычной его форме $\sin i/\sin r = n$. Величина n не зависит от углов i и r и носит название *показателя преломления*.

Мы не только нашли путем рассуждений Гюйгенса правильный закон преломления, но и объяснили физический смысл показателя преломления n: *показатель преломления равен отношению скорости световой волны в первой среде к скорости ее во второй*.

Если первая среда воздух (или вакуум, что для многих вопросов практически одно и то же), а вторая — вода, то из опыта известно, что $n = 1{,}33$. Таким образом, наши рассуждения приводят к выводу, что скорость света в воздухе (вакууме) в 1,33 раза больше, чем в воде. Мы увидим (§ 153), что прямые измерения скорости света в воде и в воздухе подтверждают этот вывод.

Аналогичным способом можно рассмотреть явления отражения волны. Мы найдем *закон отражения*: *угол отражения равен углу падения*.

§ 131. Принцип Гюйгенса в толковании Френеля. Изложенное в предыдущем параграфе наглядно показывает плодотворность принципа Гюйгенса для решения многих важных задач оптики. В формулировке Гюйгенса принцип этот имел характер геометрического правила, согласно которому результат действия вторичных волн может быть найден построением поверхности, огибающей эти волны. Французский физик Огюстен Френель (1788–1827), заимствовав из принципа Гюйгенса представление о вторичных волнах, применил к ним законы интерференции. Согласно Френелю *правило построения огибающей должно быть заменено расчетом взаимной интерференции вторичных волн*; такой расчет приводит к тем же результатам, что и первоначальное правило Гюйгенса.

Способ Френеля не только вкладывает более глубокое физическое содержание в принцип Гюйгенса, но и делает возможным решение ряда новых задач, которые не могли быть исследованы по первоначальному методу Гюйгенса.

Пусть, например, волна распространяется в однородной среде по определенному направлению. Любая точка, до которой дойдет волна, становится источником вторичных волн, которые разбегаются во все стороны. Может показаться, что благодаря этому первоначальное направление распространения изменится и световая волна рассеется в стороны. Однако если учесть, согласно Френелю, взаимную интерференцию этих вторичных волн, то окажется, что в боковых направлениях вторичные волны взаимно уничтожают друг друга и лишь в первоначальном направлении они взаимно усиливаются. Поэтому свет распространяется лишь

в первоначальном направлении. Мы приходим, следовательно, к объяснению прямолинейного распространения света в однородной среде.

Если, однако, среда неоднородна, например содержит посторонние включения или состоит из различных сред (например, в воздухе расположены зеркала, пластинки, линзы и т. д.), то результат будет иной. Свет при прохождении через такую сложную среду не распространяется прямолинейно, а рассеивается в стороны или испытывает отражения, преломления и т. д. Мы видели, например, в § 130, как с помощью принципа Гюйгенса можно получить количественные законы преломления и отражения.

Таким образом, все основные законы геометрической оптики — закон прямолинейного распространения, закон преломления, закон отражения — оказалось возможным истолковать с волновой точки зрения с помощью принципа Гюйгенса–Френеля.

Еще более важным является то обстоятельство, что с помощью этого принципа можно рассмотреть, как протекают оптические явления при условиях, когда законы геометрической оптики перестают быть справедливыми.

§ 132. Простейшие дифракционные явления. Простейший случай нарушения законов геометрической оптики был описан в § 80, где было показано, что в случае прохождения света через очень малое отверстие не соблюдается правило прямолинейного распространения: свет на краях отверстия заметно отклоняется в стороны, огибая края. Такого рода огибание можно при внимательном наблюдении обнаружить при отбрасывании на экран тени от любого препятствия, даже если оно не очень мало. Но так как угол отклонения света от направления прямолинейного распространения обычно невелик, то наблюдение облегчится, если экран расположить далеко от препятствия.

Так, свет, идущий от небольшого яркого источника через круглое отверстие диаметра d (рис. 274, *а*), должен по правилам геометрической оптики дать на экране MM резко ограниченный светлый кружок на темном фоне (рис. 274, *б*). Такая картина и наблюдается практически при обычных условиях опыта. Но если расстояние от отверстия до экрана в несколько тысяч раз превосходит размеры отверстия, то удается наблюдать важные детали явления: образуется более сложная картина, которая состоит из совокупности светлых и темных концентрических колец, постепенно переходящих друг в друга (рис. 274, *в*). При другом соотношении между диаметром отверстия и расстоянием

до экрана в центре картины может быть темное пятно. Этот случай особенно наглядно характеризует волновые свойства света и совершенно необъясним с позиции геометрической оптики (подробнее см. § 133).

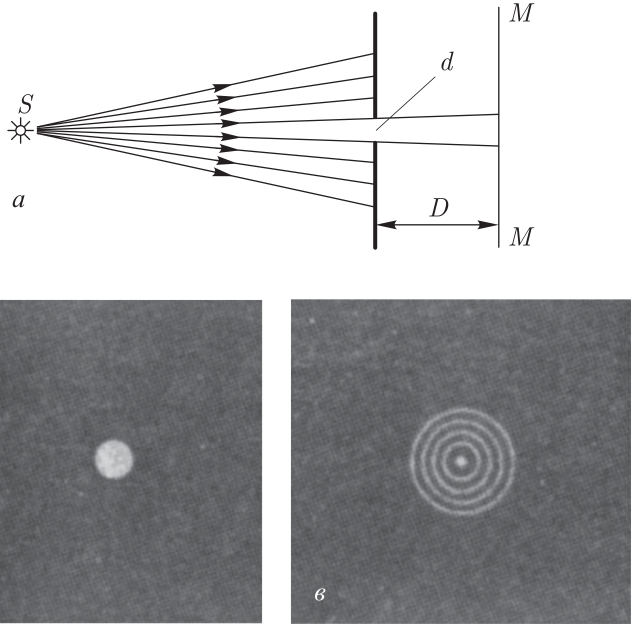


Рис. 274. Дифракции от круглого отверстия: *а*) схема опыта; *б*) вид тени, когда диаметр отверстия d сравним с расстоянием D от отверстия до экрана; *в*) вид тени, когда диаметр отверстия d в тысячи раз меньше расстояния D от отверстия до экрана

Таким образом, для наблюдения описанного случая дифракции надо применить или очень малое отверстие (сотые доли миллиметра, если мы хотим сделать опыт на лабораторном столе) или прибегнуть к расположению экрана на большом расстоянии от отверстия (сотни метров, если мы хотим работать с отверстиями в несколько миллиметров).

Точно так же при освещении маленьким источником достаточно больших непрозрачных предметов, расположенных сравнительно недалеко от экрана, получаем вполне резкие тени. Но если расстояние от предмета до экрана значительно превосходит размеры предмета, то тень приобретает сложный характер.

На рис. 275, *а* изображена тень от прямолинейного предмета (проволочки или карандаша), отброшенная на отдаленный экран.

Внутри тени наблюдаются области, куда заходит свет, а края тени окаймлены рядом светлых и темных полос. На рис. 275, *б* изображена тень от шурупа, полученная в таких же условиях. Сложный характер картины показывает, что свет значительно

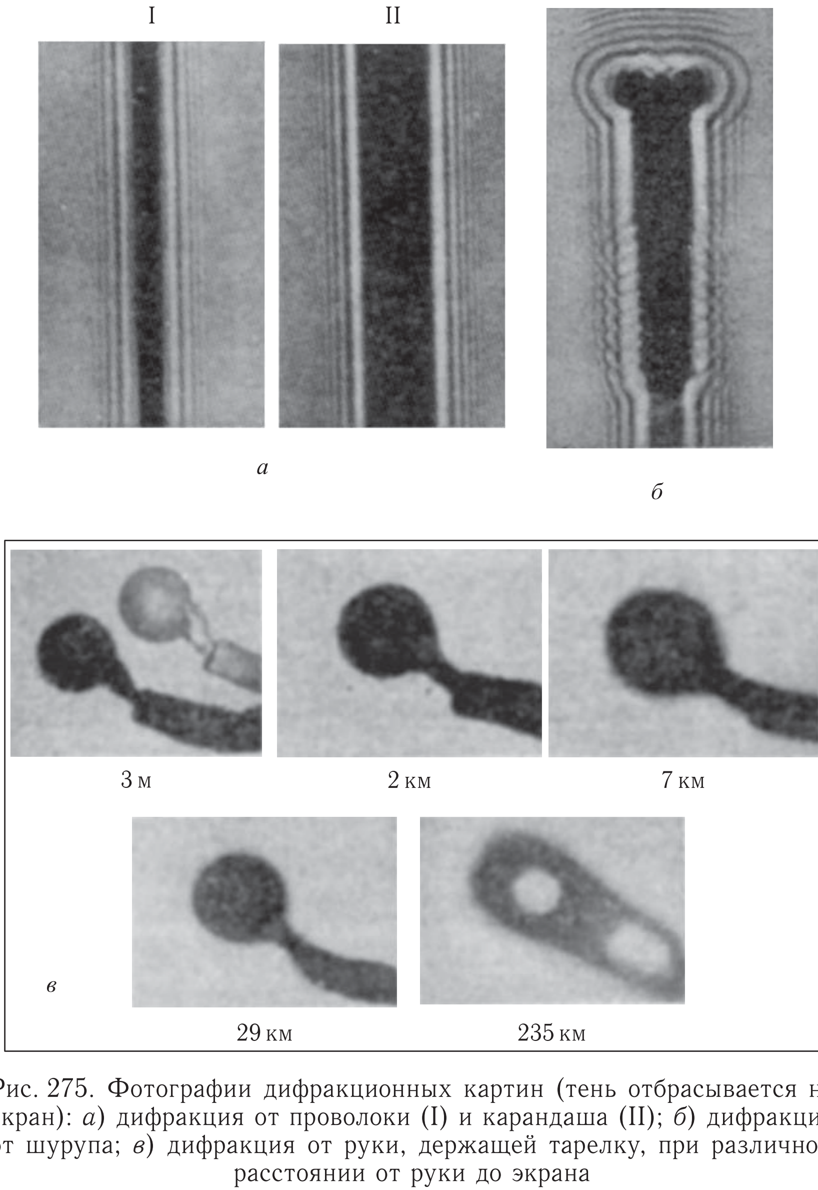


Рис. 275. Фотографии дифракционных картин (тень отбрасывается на экран): *а*) дифракция от проволоки (I) и карандаша (II); *б*) дифракция от шурупа; *в*) дифракция от руки, держащей тарелку, при различном расстоянии от руки до экрана

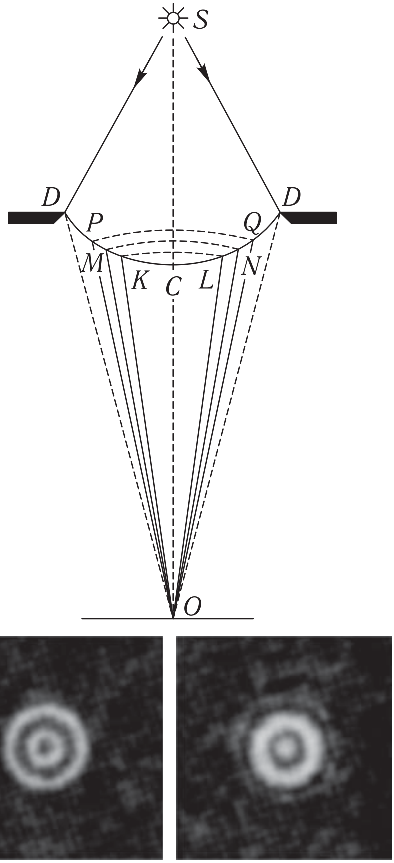
уклоняется от прямых линий, загибаясь около краев и давая ряд светлых и темных областей, лишь отдаленно напоминающих резкую тень, подобную предмету. На рис. 275, *в* изображена тень руки, держащей тарелку. Опыты были осуществлены в 1912 г. В. К. Аркадьевым и А. Г. Калашниковым в Московском университете и проводились с уменьшенной моделью руки с тарелкой. Расстояния от модели до экрана, проставленные на рисунке, пересчитаны для опыта с тарелкой натуральной величины. Чем дальше расположен экран, тем меньше сходство между очертаниями тени и предмета [1]).

Описанные выше явления нарушения закона прямолинейного распространения света получили название *дифракции света*.

§ 133. Объяснение дифракции по методу Френеля. Отступления от законов прямолинейного распространения света, примеры которых приведены в предыдущем параграфе, получают простое объяснение с точки зрения волновой теории и являются естественным следствием этой теории. Действительно, наблюдаемое в каждом случае распределение света есть результат интерференции вторичных волн.

Рассмотрим, например, прохождение света через круглое отверстие DD в экране (рис. 276). Для того чтобы рассчитать интенсивность света в точке O, применим следующий вспомогательный прием. Проведем из точки O конические поверхности OKL, OMN, OPQ и т. д. до пересечения с поверхностью сферической волны DCD. Длины образующих выберем так, что $OL = OC + \lambda/2$, $ON = OL + \lambda/2$ и $OQ = ON + \lambda/2$ и т. д. Другими словами, расстояние от точек C, L, N, Q, ... до точки O возрастает на длину полуволны ($\lambda/2$) света, падающего на отверстие. Поверхность волны DCD разобьется на *кольцевые зоны*. Площади этих зон практически одинаковы, ибо OC значительно больше $\lambda/2$. Но действие их в точке O различно. Действительно, разность хода до точки O между какой-либо точкой первой зоны и соответствующей точкой второй зоны равняется $\lambda/2$. Поэтому световые волны от первой и второй зон, дойдя до O, будут взаимно ослабляться, так что в точке O действие первой зоны практически уничтожается действием второй зоны. Совершенно подобные же рассуждения покажут, что в точке O действие третьей зоны противоположно действию второй, действие четвертой — противоположно действию третьей

[1]) Приведенные фотографии осуществлены проф. В. К. Аркадьевым и заимствованы из его статьи.



а *б*

Рис. 276. К объяснению явления дифракции на круглом отверстии. Внизу — схематическое изображение наблюдаемой картины: *а*) при нечетном числе зон; *б*) при четном числе зон

и т. д. и вообще действия соседних зон практически уничтожают друг друга. Если отверстие DD таково, что в нем умещаются всего две зоны, то в точке O почти не будет света, ибо две соседние зоны взаимно ослабляют друг друга. Большая часть света будет распределена вокруг точки O, так что мы увидим темное пятно, окруженное светлым кольцом. При размере отверстия в три зоны в точке O должен быть свет, ибо третья зона ослабит действие второй, и точка будет освещена почти неослабленным действием полной первой зоны. Светлая центральная точка будет охва-

чена темным кольцом, за которым вновь наблюдается просветление. Вообще при четном числе зон в центре будет темное пятно, окруженное чередующимися светлыми и темными кольцами; при нечетном числе зон — в центре светлее пятно, а ближайшее кольцо темное и т. д. Размеры этих колец тем меньше, чем больше диаметр отверстия, так что при большом диаметре темные и светлые кольца около центра чередуются настолько часто, что мы перестаем различать их и практически не замечаем явлений дифракции.

Аналогичным образом могут быть поняты и другие, более сложные дифракционные картины. Так как расчет зон Френеля зависит от длины волны света, то, следовательно, и вид дифракционной картины будет зависеть от длины волны. Опыт вполне подтверждает это заключение. В частности, в белом свете кольца будут цветными.

§ 134. Разрешающая сила оптических инструментов. Изложенное выше показывает, что отверстие, ограничивающее проходящую световую волну, обусловливает дифракцию света и приводит к сложной картине распределения освещенных и темных мест. Однако всякий оптический инструмент, в том числе и наш глаз, снабжен линзами или зеркалами, которые всегда ограничивают волновой фронт. Таким образом, следует ожидать, что при получении изображения с помощью оптической системы мы всегда будем иметь дифракционную картину.

Действительно, подробный расчет и опыт показывают, что изображение светящейся точки при помощи объектива представляет собой не просто яркую точку на темном фоне, а довольно сложную систему темных и светлых колец, переходящих друг в друга и постепенно сливающихся с окружающим темным фоном (рис. 277). Чем больше диаметр объектива, дающего изображение, тем мельче эта дифракционная картина, т. е. тем теснее располагаются дифракционные кольца. Обычно мы не замечаем этого осложнения и считаем, что изображение светящейся точки есть просто светлая точка. Однако это осложнение всегда имеет место и при более тщательных наблюдениях может быть обнаружено. От него нельзя избавиться никаким устройством объектива, ибо оно обусловлено самой волновой природой света.

Интересно отметить, что степень дифракционного искажения уменьшается по мере увеличения диаметра объектива (рис. 278); наоборот, искажения, обусловленные погреш-

ностями объектива, например сферической аберрацией, тем больше, чем больше его диаметр (см. § 104).

Для фотообъективов обычно погрешности объектива играют бóльшую роль, чем искажения, вносимые дифракцией. Поэтому уменьшение диаметра объектива (диафрагмирование), которое уменьшает роль этих погрешностей, обычно улучшает резкость изображения. Но при достаточно малых отверстиях искажение вследствие дифракции начнет перевешивать. Погрешности

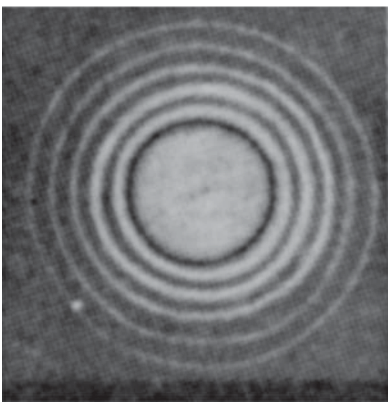


Рис. 277. Изображение светящегося диска (например, планеты), полученное с помощью телескопа (дифракционная картина)

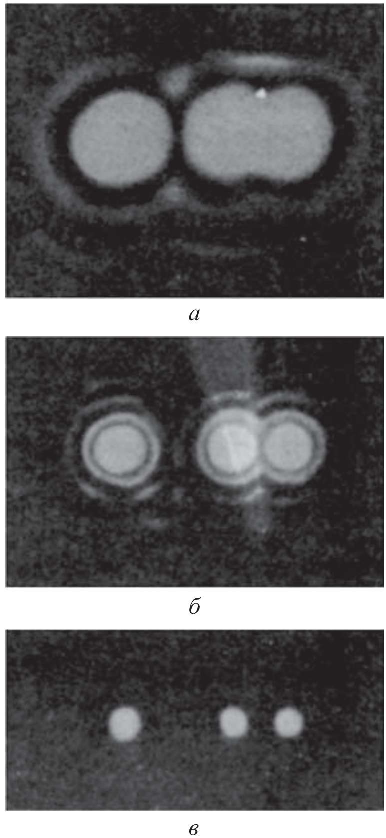


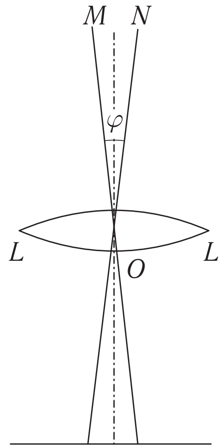
Рис. 278. Уменьшение дифракционных искажений изображений по мере увеличения диаметра объектива (сверху вниз)

очень хороших астрономических объективов настолько малы, что основное искажение вносит дифракция, несмотря на то, что эти объективы имеют обычно значительный диаметр (10 см и больше).

Наличие дифракции ставит предел возможности распознавать при помощи оптического инструмента детали предмета. Пусть, например, мы рассматриваем в телескоп две звезды, расположенные на малом угловом расстоянии друг от друга

(рис. 279). В случае совершенного телескопа мы должны были бы, согласно законам геометрической оптики, получить два четких, близко расположенных точечных изображения. Дифракция же приводит к тому, что вместо двух раздельных точек мы получаем картину в виде двух систем светлых и темных колец (рис. 279 снизу).

Если центры этих систем близко расположены (близкие по направлению звезды) и кольца не очень мелки (небольшой объектив трубы), то изображения накладываются, давая картину, мало отличающуюся от системы колец, окружающих изображение одиночной звезды. По этой картине установить раздельное положение двух звезд становится невозможно: *прибор не способен разделить две столь близкие звезды*. Итак, способность оптического прибора к различению деталей ограничена волновой природой света. Эту способность объектива принято называть его *разрешающей силой*. Объективы большего диаметра обладают большей разрешающей силой. Так, телескоп с диаметром объектива 12,5 см может разрешить две звезды, находящиеся на угловом расстоянии 1 с$''$, а полуметровый объектив телескопа позволяет различать две звезды, отстоящие на 0,25$''$. Таким образом, в большой телескоп можно иногда рассмотреть отдельные близкие звезды (звездные скопления), которые для малого телескопа сливаются в общее светящееся пятно и неотличимы от туманностей. Этим объясняется стремление строить телескопы с большими объективами. Другая причина указана в § 119.



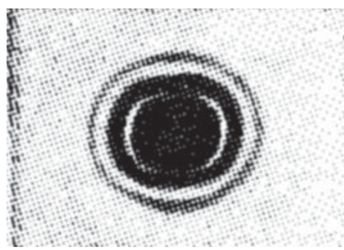


Рис. 279. К понятию разрешающей силы телескопа; OM, ON — направления на две близкие звезды, φ — угловое расстояние между звездами, LL — объектив телескопа. Внизу схематическое негативное изображение

Это ограничение в способности распознавания деталей относится и к человеческому глазу, диаметр зрачка которого около

2–4 мм. Поэтому глаз разрешает светящиеся точки, если угловое расстояние между ними около одной минуты [1]). Аналогичные соображения кладут предел и разрешающей силе микроскопа (§ 116), где также размер объектива ограничивает пучки, участвующие в построении изображения.

Разрешающую силу оптического прибора нельзя смешивать с его увеличением (см. § 102). Если увеличенное изображение, полученное при помощи какого-нибудь оптического прибора, рассматривать при помощи другого оптического прибора, то увеличение можно сделать сколь угодно большим. Однако это не повысит разрешающую силу системы инструментов. Действительно, изображение, полученное при помощи первого инструмента, будет содержать только такие детали, которые могут появиться при его разрешающей силе. Дальнейшее увеличение этого изображения, на котором отсутствуют более мелкие детали, конечно, не может их восстановить, а может лишь смазать некоторые детали первого изображения; следовательно, разрешающая сила всей совокупности инструментов не может быть больше разрешающей силы худшего из них.

§ 135. Дифракционные решетки. Положение максимумов и минимумов, составляющих дифракционную картину, зависит, как мы видели, от длины световой волны λ. Поэтому при наблюдениях в сложном свете, например в белом, где представлены различные длины волн, дифракционные максимумы для различных цветов окажутся на разных местах, т. е. при явлении дифракции происходит разложение сложного света.

Практически наиболее интересный случай дифракции, где такое разложение играет важную роль, осуществляется с помощью так называемых *дифракционных решеток*.

Простейшая дифракционная решетка представляет собой пластинку, на которой чередуются узкие прозрачные и непрозрачные полоски, параллельные между собой. Такую решетку можно, например, получить, нацарапав на стекле алмазом ряд штрихов и оставив неповрежденными узкие полоски стекла. Очень хорошие решетки получаются также, если нанести царапины на поверхность металлического зеркала. В этих решетках чередуются полоски, правильно отражающие свет, и царапины,

[1]) На разрешающую способность глаза, задаваемую диаметром зрачка, влияет еще сложная структура сетчатой оболочки глаза. Эта структура ограничивает разрешающую способность глаза угловым расстоянием также около $1'$ (при хорошей освещенности).

разбрасывающие свет во все стороны. Такие решетки называются *отражательными*. Сумму ширины прозрачной (отражающей) и непрозрачной (рассеивающей) полоски принято называть *периодом решетки* d. В лучших современных решетках наносят до 1800 штрихов на 1 мм, так что период решетки может быть около 0,8 мкм.

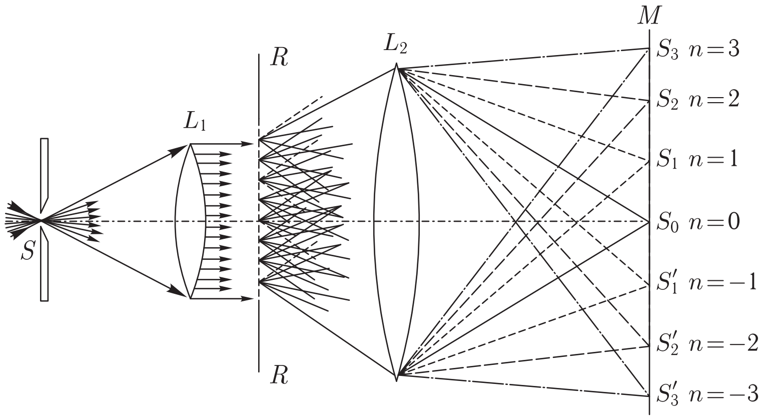


Рис. 280. Действие дифракционной решетки: S — ярко освещенная щель, параллельная штрихам решетки, L_1 — линза, в фокальной плоскости которой расположена щель, R — дифракционная решетка, L_2 — линза, дающая совместно с L_1 изображение S на экране M, S_0 — изображение щели S с помощью неотклоненных лучей (максимум нулевого порядка), S_1, S_1' — изображения щели S с помощью отклоненных решеткой лучей (максимумы первого порядка), S_2, S_2' — изображения щели S с помощью отклоненных решеткой лучей (максимумы второго порядка) и т. д.

Направим на решетку перпендикулярно к ее поверхности пучок параллельных лучей. Для этого можно ярко осветить узкую щель S, расположенную в фокальной плоскости собирающей линзы L_1 (рис. 280). Свет, проходя через узкие прозрачные полоски решетки RR, испытывает дифракцию, отклоняясь в стороны от своего первоначального направления. При помощи второй линзы L_2 получим на экране M изображение щели S. Так как вследствие дифракции лучи от решетки падают на линзу L_2 по р а з н ы м н а п р а в л е н и я м, то изображения щели S должны расположиться в р а з н ы х м е с т а х экрана. Однако благодаря взаимной интерференции отклоненных пучков некоторые из этих изображений будут отсутствовать (минимумы), а другие будут особенно сильны (максимумы S_0, S_1, S_1', S_2, S_2', ...).

Результат такой интерференции можно рассчитать, пользуясь рис. 281, где изображены несколько рядом расположенных прозрачных участков решетки. Предположим, что на решетку падает

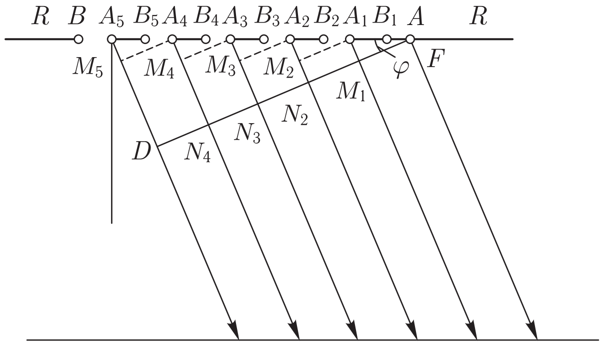


Рис. 281. К теории дифракционной решетки

монохроматический свет длины волны λ. Пусть фронт падающей волны совпадает с AB (плоскостью решетки), т. е. свет падает перпендикулярно к решетке. В результате дифракции света на выходе из решетки будут наблюдаться световые волны, распространяющиеся по всевозможным направлениям. Рассмотрим волны, распространяющиеся от решетки по направлению, составляющему угол φ с нормалью к плоскости решетки. Разности хода лучей, идущих от соответствующих точек отверстий, например от правых краев (точки A, A_1, A_2, A_3, ...), от левых краев (точки B_1, B_2, B_3, B_4, ...) или от середин отверстий и т. д., имеют, конечно, одно и то же значение. Эти разности равны

$$A_1M_1 = AA_1 \sin\varphi = d\sin\varphi,$$
$$A_2M_2 = A_2N_2 - A_1M_1 = 2d\sin\varphi - d\sin\varphi = d\sin\varphi,$$
$$A_3M_3 = A_3N_3 - A_2N_2 = 3d\sin\varphi - 2d\sin\varphi = d\sin\varphi \text{ и т. д.},$$

где $d = AA_1 = A_1A_2 = A_2A_3$ есть период решетки. Для того чтобы все пучки усиливали друг друга, необходимо, чтобы $d\sin\varphi$ равнялось целому числу длин волн λ, т. е.

$$d\sin\varphi = n\lambda, \tag{135.1}$$

где n — целое число. Таким образом, условие (135.1) есть условие взаимного усиления всех пучков, прошедших через отверстия решетки. Это условие позволяет определить те значения угла φ, т. е. те направления, по которым будут наблюдаться

максимумы света длины волны λ. Эти углы найдем из формулы

$$\sin\varphi = n\lambda/d, \tag{135.2}$$

давая n различные целые значения: 0, ±1, ±2, ±3 и т. д.

§ 136. Дифракционная решетка как спектральный прибор. Из формулы (135.2) следует, что для данной длины волны λ может наблюдаться несколько максимумов. Направление, соответствующее $n = 0$, есть $\varphi = 0$; это — направление первоначального пучка. Соответствующий максимум носит название *максимума нулевого порядка*; на рис. 280 ему соответствует точка S_0. При $n = 1$ имеем: $\sin\varphi_1 = \lambda/d$, при $n = -1$, $\sin\varphi_1' = -\lambda/d$, т. е. имеются два максимума первого порядка, расположенных симметрично по обеим сторонам нулевого максимума (точки S_1 и S_1' на рис. 280). При $n = \pm 2$ найдем $\sin\varphi_2 = 2\lambda/d$ и $\sin\varphi_2' = -2\lambda/d$, т. е. два симметричных максимума второго порядка (точки S_2 и S_2' на рис. 280), и т. д.

Отсюда непосредственно следует, что для волн разной длины λ положения максимумов нулевого порядка, соответствующие $\varphi = 0$, совпадают, а положения максимумов первого, второго и т. д. порядков различны: чем больше λ, тем больше соответствующие φ. Таким образом, более длинные волны дают изображения щели, дальше расположенные от нулевого максимума. Если на щель S (рис. 280) падает сложный свет (например, белый), то в плоскости экрана MM мы получим ряд цветных изображений щели, расположенных в порядке возрастающих длин волн. На месте нулевого максимума, где сходятся все длины волн, будем иметь изображение щели в белом свете, а по обе стороны его развернутся цветные полосы от фиолетовых до красных (спектры первого порядка); несколько дальше расположатся вторые цветные полосы (спектры второго порядка) и т. д.

Так как длина волны красного цвета около 760 нм, а фиолетового около 400 нм, то красный конец спектра второго порядка накладывается на спектр третьего порядка. Еще сильнее перекрываются спектры высших порядков. Рис. V (см. форзац) дает схематическое изображение спектра, полученное с помощью дифракционной решетки. Легко видеть, что этот рисунок, представляющий результаты опыта, подтверждает все полученные выше выводы.

Если период решетки d мал, то соответствующие значения φ велики; точно так же при малом d велика и разность двух значений φ для волн различной длины. Таким образом, умень-

шение периода решетки увеличивает угловое расстояние между максимумами различных длин волн. Если свет, падающий на щель, представляет смесь различных длин волн λ_1, λ_2, λ_3 и т. д., то при помощи дифракционной решетки можно более или менее полно разделить эти длины волн. Чем больше общий размер решетки, т. е. чем больше полосок она содержит, тем выше качество решетки: увеличение числа полосок увеличивает количество пропускаемого решеткой света (максимумы становятся ярче) и улучшает разделение излучений близких длин волн (максимумы становятся резче).

Зная период дифракционной решетки, можно ее использовать для определения длины световой волны, измерив угол φ, определяющий положение максимума данного порядка. В таком случае из соотношения $d\sin\varphi = n\lambda$ найдем

$$\lambda = \frac{d\sin\varphi}{n}. \tag{136.1}$$

Измерение длины световой волны при помощи дифракционных решеток принадлежит к числу наиболее точных.

§ 137. Изготовление дифракционных решеток. Хорошая дифракционная решетка должна обладать малым периодом и большим числом полосок. В современных хороших решетках число это превышает 100 000 (ширина решетки до 100 мм, число полосок до 1200 на 1 мм). Полоски должны быть строго параллельными между собой, и ширина полосок каждого сорта (прозрачных и непрозрачных) строго одинакова (равенство ширины прозрачной и непрозрачной полосок не обязательно). Существенно, чтобы период решетки d был постоянен.

Хорошие решетки получают, проводя тонким резцом параллельные штрихи на поверхности металлического зеркала (отражательной решетки), причем штрихи, разбрасывающие свет во все стороны, играют роль темных полосок, а нетронутые места зеркала — роль светлых. Для изготовления решетки, работающей на пропускание, можно прочертить штрихи на поверхности стеклянной пластинки [1]. Для изготовления решетки требуется первоклассная делительная машина. В настоящее время широкое применение находят дифракционные решетки, полученные в результате регистрации на специальных фотопластинках интерференционной картины, возникающей при интерференции двух плоских монохроматических световых волн, падающих под разными углами на плоскость фотопластинки.

[1] Так как при прочерчивании штрихов по стеклу или металлу резец тупится, и поэтому трудно обеспечить равенство ширины штрихов, то хорошие решетки на стекле изготовляются редко. Прозрачные решетки изготовляют в виде отпечатков из специальных пластичных материалов с металлической (отражательной) решетки, Такие решетки (так называемые *реплики*) относительно недороги.

§ 138. Дифракция при косом падении света на решетку. На рис. 280 изображена дифракция параллельного пучка лучей (плоская волна) в случае, когда падающий пучок перпендикулярен к плоскости решетки (угол падения равен нулю), Дифракция, конечно, будет наблюдаться и при косом падении света, когда угол падения равен α.

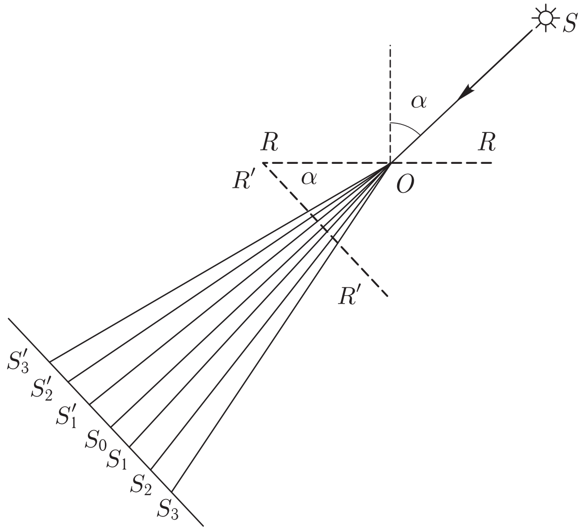


Рис. 282. Схематическое изображение дифракции при косом падении светового пучка на решетку: SO — направление первичного пучка, α — угол падения, RR — дифракционная решетка, $R'R'$ — проекция RR на направление, перпендикулярное к первичному пучку, OS_0 — направление на нулевой максимум, OS_1 и OS_1' — направления на максимумы первого порядка, OS_2 и OS_2' — направления на максимумы второго порядка и т. д.

В этом случае дифракция происходит так, как если бы наша решетка была заменена другой, представляющей ее проекцию на направление, перпендикулярное к падающим лучам (рис. 282). Нулевой максимум будет, следовательно, лежать на продолжении первичного пучка, а периодом будет служить величина $d' = d\cos\alpha$. В тех случаях, когда α близко к $90°$ (скользящее падение), период, определяющий дифракционную картину, может быть гораздо меньше, чем период действительной решетки. Благодаря этому можно наблюдать дифракцию света на очень грубой решетке.

Взяв, например, металлическую линейку с миллиметровыми делениями и расположив ее весьма наклонно к лучам, идущим от волоска удаленной лампы накаливания (волосок должен располагаться параллельно штрихам решетки, играя роль освещенной щели), можно легко наблюдать дифракционные спектры разных порядков. Меняя

поворотом линейки угол падения, можно видеть, как растягиваются спектры и увеличивается расстояние между порядками (т. е. уменьшается период) по мере приближения угла падения к 90°.

Пользуясь косым падением, можно наблюдать с помощью обычной дифракционной решетки дифракцию рентгеновских лучей, длина волны которых в десятки тысяч раз меньше, чем световых. Так, поставив решетку с периодом 1 мкм под углом $\alpha = 89^\circ 59' 40''$, мы получим картину, соответствующую решетке с периодом около 1 Å, и можем изучить дифракцию рентгеновских лучей, длина волны которых составляет долю ангстрема [1]). Этот метод наблюдения дал возможность весьма точного определения длины волны рентгеновских лучей.

[1]) Напоминаем, что 1 Å $= 10^{-10}$ м $= 0{,}1$ нм.

Глава XV. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

В настоящей главе мы рассмотрим бурно развивающийся в настоящее время метод получения *объемных* изображений различных предметов, который имеет многочисленные научные и технические применения. Этот метод, называемый оптической голографией, основывается на явлениях интерференции и дифракции света, которые были изложены в предыдущих главах.

§ 139. Фотография и голография. Для получения фотографии какого-либо несамосветящегося объекта его освещают и, используя оптическую систему (объектив, сферическое зеркало), формируют действительное изображение предмета на фотопластинке (пленке), которую затем проявляют и фиксируют.

Техника фотографирования достигла высокого уровня, и научное и практическое значение фотографии в настоящее время огромно. Нет сомнения в том, что она сохранит свое значение и в будущем как превосходное и простое средство регистрации важнейшей информации, доступной оптическим методам наблюдения.

Однако, несмотря на высокое развитие инструментальной оптики и фотографической техники, возможности фотографии в некоторых отношениях ограничены. Рассмотрим вкратце ограничения, присущие этому традиционному методу записи оптической информации.

1. Для получения изображения объекта на экране или на фотопластинке необходима оптическая система.

2. Оптическая система формирует изображение трехмерного объекта на плоском экране или фотопластинке, причем в оптимальных условиях при этом находятся только те точки объекта, которые лежат в одной определенной плоскости, перпендикулярной к оптической оси системы.

3. Полученное на экране или фотопластинке изображение не дает возможности обозреть объект с различных сторон, как это происходит при непосредственном его наблюдении. Другими словами, при фотографической регистрации утрачивается объемность объекта.

4. На каждом участке поверхности фотопластинки фиксируется информация лишь об определенной детали объекта, поэтому с помощью части негатива нельзя наблюдать полное изображение предмета.

5. На одном негативе нецелесообразно фиксировать изображения нескольких объектов, если эти изображения перекрываются: информация об одном объекте помешает восприятию информации о другом объекте.

Рассмотрим теперь с более общей точки зрения, в какой мере фотография позволяет использовать информацию об объекте, которую переносит отраженное им электромагнитное поле.

Оптическое изображение на экране или на фотопластинке создается неравномерной освещенностью их поверхности отраженным от объекта светом. Освещенность измеряется энергией света, которая падает в единицу времени на единицу площади. При этом в связи с высокой частотой колебаний оптического электромагнитного излучения она определяется средним по времени значением потока энергии.

Среднее значение потока энергии зависит, в свою очередь, от амплитуды электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{B}$ векторов светового поля у поверхности каждого участка изображения, но не зависит от начальной фазы колебаний поля на этом участке. Так, например, два участка изображения будут одинаково освещены, если амплитуды векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ вблизи них соответственно одинаковы, но фазы их колебаний различны.

Очевидно, что фотографическая регистрация распределения освещенности в плоскости изображения не позволяет учесть распределение фаз колебаний в этой плоскости. В самом деле, почернение фотографического негатива обусловливается лишь поглощенной им энергией, а последняя зависит от освещенности негатива и времени экспозиции.

Прежде чем перейти к изложению принципов голографии, поясним некоторые термины, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем. Световая волна называется *монохроматической*, если она содержит излучение строго определенной длины волны. Реальные источники света, конечно, не обладают таким свойством, но если интервал длин волн их излучения мал, то такую волну мы тоже будем называть монохроматической. Если разность фаз двух волн, приходящих в одну точку пространства, не изменяется с течением времени, то эти волны обладают *временной когерентностью* и способны образовать устойчивую интерференционную картину.

Световой пучок называется *пространственно когерентным*, когда разность фаз в двух точках плоскости, перпендикулярной к направлению его распространения, остается постоянной.

Если объект наблюдения освещен немонохроматическим и пространственно некогерентным светом, то фазы волн, отраженных объектом, распределяются по плоскости изображения хаотически (и в пространстве и во времени) и никакой дополнительной информации об объекте дать не могут.

Иначе обстоит дело, когда объект наблюдения освещен монохроматическим и пространственно когерентным световым пучком. В этом случае распределение фаз световых волн, отраженных от объекта, происходит по определенным законам и содержит информацию о нем, дополняющую ту, которую несут амплитуды волн.

Например, фазы волн, отраженных далекими участками объекта наблюдения, будут запаздывать и иметь другое распределение в плоскости изображения по сравнению с фазами волн, отраженных близкими к оптической системе его точками. Следовательно, различие в фазах волн, отраженных от трехмерного объекта, может давать информацию о протяженности объекта вдоль направления наблюдения. Однако, как сказано выше, фотографический метод регистрации изображений не дает возможности использовать фазовую информацию. Для этого надо искать новые способы ее выявления.

Задачу возможно более полного использования и записи информации, переносимой полем световых волн, отраженных объектом, решает недавно появившаяся отрасль оптики — голография. Это принятое повсеместно название нового направления оптики, означающее в русском переводе с греческого *полную запись* (светового поля), вполне соответствует той цели, которая была поставлена основоположником голографии английским ученым Д. Габором.

Первым этапом голографической записи оптической информации является регистрация как амплитудных, так и фазовых характеристик волнового поля, отраженного объектом наблюдения. При некоторых специальных условиях, о которых подробно будет сказано ниже, эта регистрация осуществляется фотографически, но без формирования оптического изображения объекта. Фотопластинка с такой специальной записью параметров поля называется *голограммой*.

Следующий этап голографирования — извлечение из голограммы информации об объекте, которая на ней зарегистрирована. Для этого голограмму просвечивают световым пучком

(в некоторых случаях используют отражение света от голограммы).

Голограмма является своеобразной двумерной (иногда трехмерной) структурой, на которой дифрагирует падающий на нее свет. Световой пучок, дифрагировавший на голограмме, может сформировать на экране действительное оптическое изображение объекта без применения каких-либо оптических систем. Этот пучок способен также создать волновое поле, эквивалентное распространявшемуся ранее (т. е. по время съемки голограммы) от объекта наблюдения. Для использования такого волнового поля с целью получения информации об объекте наблюдения уже необходима оптическая система.

Замечательное свойство голограммы, соответствующее смыслу ее названия — полная запись — состоит в большом объеме зарегистрированной на ней информации.

Голограмма позволяет полностью восстанавливать уже в отсутствие объекта то волновое поле, которое ранее (т. е. при регистрации голограммы) создавал сам объект. С помощью такого поля можно получить не одно изображение объекта, а множество его разнообразных изображений, как при непосредственном наблюдении самого объекта о разных точек зрения. В этом заключается наиболее существенное отличие голограммы от фотоснимка.

Методом голографии можно восстановить эффект объемности трехмерного предмета (наблюдать *параллактическое смещение* [1]) при изменении положения наблюдателя), воспроизвести окраску поверхности объекта, не прибегая к обычным методам цветной фотографии, и т. д.

Использование для получения оптической информации об объекте его волнового поля, восстановленного при просвечивании голограммы, позволило дать этому методу наблюдения еще одно название: формирование изображений восстановлением волнового поля.

§ 140. Запись голограммы с помощью плоской опорной волны. Как было указано выше, прямая регистрация фазы оптических колебаний методами, фиксирующими лишь среднюю по времени интенсивность света, невозможна. Однако известно, что в явлениях интерференции света распределение его интенсивно-

[1]) Параллактическим смещением называется видимое смещение взаимного расположения объектов наблюдения при изменении положения наблюдателя.

сти в интерференционном поле определяется как амплитудами, так и фазами интерферирующих волн.

Следовательно, для регистрации всех характеристик волнового поля, идущего от объекта наблюдения, можно использовать интерференцию света, создав условия, необходимые для ее возникновения.

Стационарная во времени интерференционная картина получается при интерференции когерентных световых волн. Таким образом, для регистрации фазовых соотношений в волновом поле, которое получается в присутствии объекта наблюдения, необходимо прежде всего, чтобы объект был освещен монохроматическим и когерентным в пространстве излучением. Тогда и поле, рассеянное объектом, будет обладать этими свойствами.

Если теперь добавить к исследуемому полю, создаваемому объектом, вспомогательное монохроматическое поле той же частоты, например, плоскую волну (так называемую *опорную* волну), то во всем пространстве, где обе волны (рассеянная объектом и опорная) перекрываются, возникает сложное, но не меняющееся со временем распределение областей взаимного усиления и ослабления обеих волн, т. е. стационарная интерференционная картина. А такое неизменное распределение интенсивности суммарного поля уже можно зафиксировать на фотопластинке. Разумеется, на пластинке будут при этом фиксированы интенсивности только в тех точках пространства, которые лежат в плоскости пластинки.

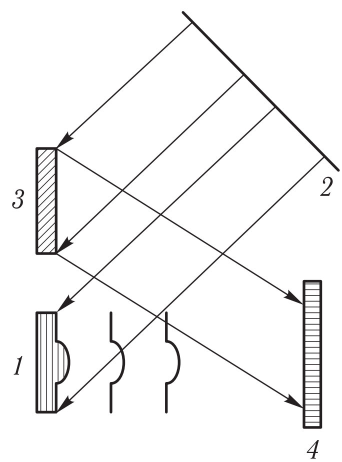


Рис. 283. Схема записи голограммы непрозрачного предмета

Принципиальная схема установки для голографирования непрозрачного объекта наблюдения *1* в отраженном от него свете представлена на рис. 283.

Здесь *2* — фронт плоской световой волны, созданной с помощью лазерного светового пучка и расширенного до необходимого поперечного сечения специальной оптической системой.

Зеркало *3* направляет плоскую опорную волну на фотопластинку *4*, куда приходят и волны, отраженные от объекта *1*.

Существенно, что на каждую точку освещенной части фотопластинки наряду с опорной волной падают световые волны, рассеянные всеми участками объекта наблюдения. Поэтому любой участок голограммы содержит полную информацию о всем объекте наблюдения.

Запись голограмм по приведенной выше схеме выдвигает определенные требования к спектральному составу используемого при этом излучения. Действительно, для возникновения интерференционных картин как результата суперпозиции волнового поля, распространяющегося от объекта наблюдения, и поля опорной волны необходимо обеспечить когерентность этих полей при всех разностях хода. Эти разности неизбежно создаются макрорельефом отражающего свет предмета и могут быть значительными.

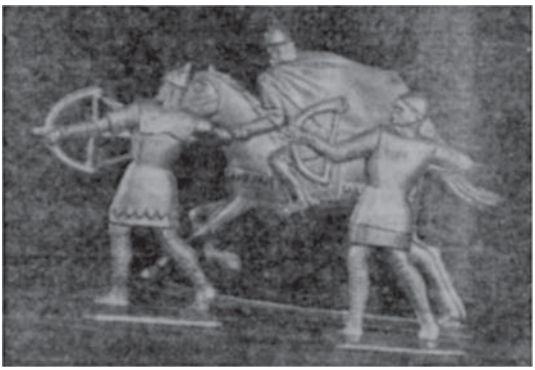


Рис. 284. Изображение объекта получено методом обычной фотографии

Если, например, считать, что разность хода достигает 10 см, то, как показывает расчет, ширина спектральной линии используемого излучения должна быть порядка 10^{-2} Å. Между тем ширина спектральной линии ртутной лампы, даже с невысоким давлением паров, составляет десятки ангстрем. Следовательно, источники света так называемого долазерного периода развития оптики малопригодны для голографии. С помощью же лазеров сравнительно легко удовлетворить требования голографии к монохроматичности света. Этим и объясняется бурное развитие голографии в последнее время, когда лазеры стали доступны многим лабораториям.

Необходимо обратить внимание еще на одну деталь. При записи голограмм протяженных объектов углы между интерферирующими световыми волнами, падающими на фотопластинку,

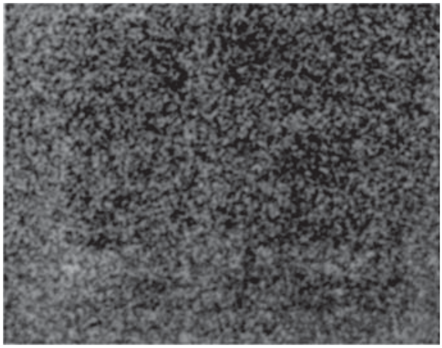


Рис. 285. Увеличенное изображение участка голограммы

могут достигать существенных величин. Поэтому интерференционная картина, образованная на фотопластинке, оказывается весьма мелкой и для ее фиксации требуются фотоматериалы с высокой разрешающей способностью. Современные голографические фотопластинки имеют разрешающую способность более 5000 штрихов на 1 мм.

Чтобы иллюстрировать первый этап голографирования, приведем две фотографии. На первой из них (рис. 284) показано изображение объектов, полученное методом обычной фотографии, на второй (рис. 285) — при большом увеличении фотозапись интерференционной картины — голограмма этих объектов, зафиксированная с помощью плоской опорной волны. Как видим, никакого сходства между ними нет.

§ 141. Получение оптических изображений по методу восстановления волнового фронта. Для прочтения записанной на голограмме информации об объекте наблюдения голограмму, полученную описанным выше способом, просвечивают.

Принципиальная схема получения изображений показана на рис. 286.

Плоская монохроматическая волна падает на голограмму слева, нормально к ее поверхности. В результате прохождения света сквозь голограмму и его дифракции на ее неоднородном почернении за пластинкой возникает сложная система световых пучков.

Пучки *1* и *2* никакой информации о наблюдаемом объекте не несут. Сходящийся световой пучок *3*, без помощи какой-либо оптической системы, формирует действительное изображение ДИ объекта. Оно получается на том же расстоянии от голограммы, на котором находился от фотопластинки объект наблюдения во время его голографирования.

Помещая экран поочередно в разных сечениях области локализации действительного изображения, можно наблюдать на нем четкие изображения разных деталей объекта. Чтобы их зафиксировать, вместо экрана можно использовать фотопластинку.

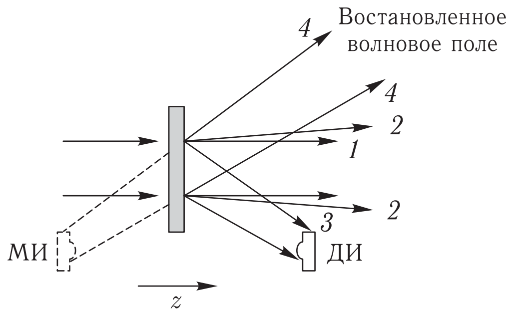


Рис. 286. Схема восстановления голографических изображений

При просвечивании разных участков голограммы наблюдается эффект взаимного параллактического смещения деталей объекта, поскольку на эти участки пластинки свет от объекта падал при изготовлении голограммы под различными углами.

Расходящийся световой пучок *4*, если его пропустить через собирающую линзу, восстанавливает другое изображение объекта — так называемое мнимое изображение МИ. Оно локализуется перед голограммой симметрично действительному изображению. Мнимое изображение можно наблюдать и невооруженным глазом. Роль собирающей линзы в этом случае будет выполнять хрусталик глаза, проецирующий изображение на его сетчатую оболочку.

Таким образом, в отсутствие объекта за просвечиваемой голограммой воспроизводится то самое волновое поле, которое распространялось от объекта при записи голограммы. Благодаря этому можно фотографировать объект или разглядывать его с разных пространственных точек зрения так, как будто он находится перед наблюдателем или фотоаппаратом.

Восстановленное голограммой волновое поле, как уже отмечалось, позволяет наблюдать и регистрировать эффекты параллактического смещения деталей объекта. Для этого нужно либо изменять взаимную пространственную ориентацию голограммы и просвечивающего ее светового пучка, либо перемещать глаза наблюдателя (или объектив фотоаппарата) по отношению к неподвижной голограмме, так как это делается при разглядывании предмета или группы освещенных предметов с разных сторон.

Эффект параллактического смещения иллюстрируется рис. 287. На фотографиях размещение фигур видно как бы с разных точек зрения. Между тем оба изображения получены с помощью одной голограммы, но фотоаппарат устанавливался в различных по отношению к ней положениях. Таким образом, как мы уже говорили, голограмма содержит значительно больший объем информации, чем обычная фотография.

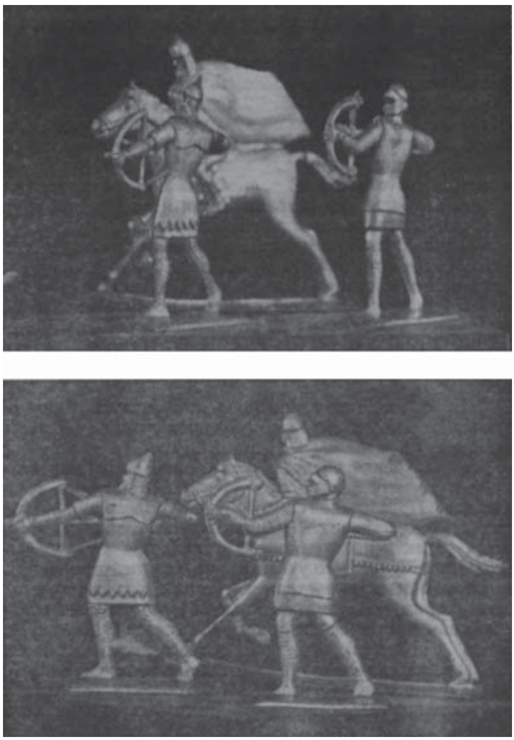


Рис. 287. Эффект параллактического смещения, наблюдаемого для голографических изображений

Отметим еще ряд важнейших особенностей голографического метода регистрации и воспроизведения оптической информации.

Для получения оптических изображений путем просвечивания голограммы не требуется использования всей ее площади. Просвечивая любую часть голограммы, можно полностью восстановить действительное и мнимое изображения объекта наблюдения. Это является прямым следствием того, что любого участка поверхности фотопластинки, на которой регистрируется

голограмма, достигают световые волны, отраженные от всех элементов поверхности объекта наблюдения, а также фронт опорной световой волны. Надо только учитывать, что при существенном уменьшении используемой площади голограммы снижается ее разрешающая способность, изображение объекта размывается, т. е. уменьшается возможность различать мелкие детали объекта.

Кроме того, в голографии не существует понятий позитива и негатива. С помощью отпечатка, изготовленного с голограммы контактным способом, можно восстанавливать изображения с таким же распределением света и тени, какое дает первичная голограмма.

Разумеется, это строго справедливо только в отношении двумерных дифракционных структур. Практически же толщина слоя фотоэмульсии составляет примерно 20 мкм, т. е. на ней укладывается около 100 длин световой волны. Поэтому даже при использовании фотопластинок с тонкослойными эмульсиями проявляются некоторые эффекты, свойственные трехмерной структуре. Это в известной мере лимитирует возможности размножения голограмм путем контактной печати.

Наконец, на одной фотопластинке можно записать голограммы нескольких объектов, варьируя ориентацию пластинки по отношению к регистрируемым волновым полям и опорной световой волне. Чтобы затем порознь, без помех, восстанавливать с помощью комбинированной голограммы изображения различных объектов, надо просвечивать ее монохроматическими световыми пучками, падающими на голограмму под разными углами.

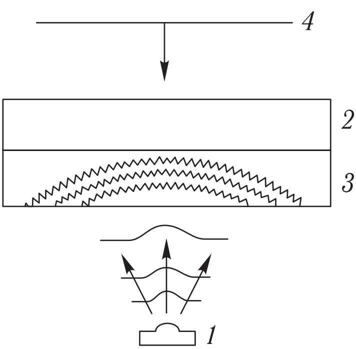


Рис. 288. Схема записи голограммы по методу встречных световых пучков

§ 142. Голографирование по методу встречных световых пучков. В 1962 г. советским физиком Ю. Н. Денисюком был предложен метод получения голографических изображений, являющийся развитием практически уже не применявшегося тогда способа цветной фотографии Липпмана.

Схема такой голографической записи приведена на рис. 288. Объект наблюдения *1* освещается светом лазера сквозь фотопластинку (голографические пластинки, даже не проявленные и не отфиксированные, вполне прозрач-

ны для света). Стеклянная подложка фотопластинки *2* покрыта фотоэмульсией с толщиной слоя около 15–20 мкм (на рисунке этот слой сильно утолщен).

Отраженное от объекта волновое поле распространяется назад по направлению к слою фотоэмульсии. Идущий навстречу этой волне исходный световой пучок *4* от лазера выполняет теперь функцию опорной волны. Поэтому такой вариант получения голограмм называется также *методом встречных световых пучков*.

Интерференционное поле стоячих волн, возникающее в толще фотоэмульсии, вызывает ее слоистое почернение, которое регистрирует распределение как амплитуд, так и фаз волнового поля, рассеянного объектом наблюдения. На рис. 288 слои почернения схематически показаны в виде системы волнистых линий. Разумеется, конфигурация этих слоев во всей фотоэмульсии может быть весьма причудливой, так как плоской является лишь опорная волна, а волновые фронты, распространяющиеся от освещенного объекта наблюдения, ориентированы по-разному.

Существенно, что толстослойная фотоэмульсия с неоднородным распределением почернения представляет собой *трехмерную* структуру, в отличие от двумерных структур, какими с высокой степенью приближения можно считать голограммы рассмотренного ранее вида.

Если осветить расходящимся пучком белого света голограмму, зарегистрированную в толстослойной эмульсии, то в отраженном от нее свете можно будет наблюдать изображение объекта исследования.

Рис. 289 и 290 иллюстрируют, каким образом, варьируя ориентацию голограммы по отношению к освещающему ее свету, можно получить мнимое или действительное изображение объекта наблюдения. Естественно, что на восстановленном изображении будет виден не весь непрозрачный объект, а только та его поверхность, которая была обращена к фотопластинке во время записи голограммы.

Возможность использования источника белого света (например, лампа накаливания, солнце) на стадии восстановления изображения, записанного на толстослойной голограмме, обусловлена тем, что взаимное усиление световых пучков, отраженных от слоев почернения объемной дифракционной структуры при ее определенном пространственном периоде и определенном угле наблюдения, будет удовлетворено только для излучения определенной длины волны. Таким образом, пространственно периодические слои объемной дифракционной структуры сами

осуществляют монохроматизацию излучения, необходимую для наблюдения голографического изображения. При этом изображение восстанавливается в монохроматическом свете.

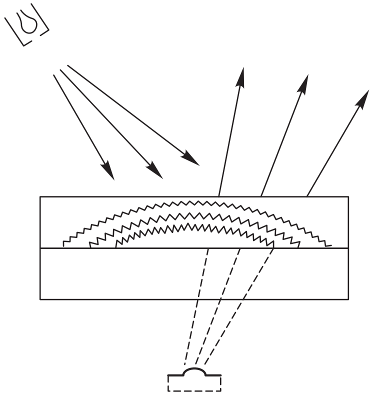


Рис. 289. Схема восстановления мнимого изображения

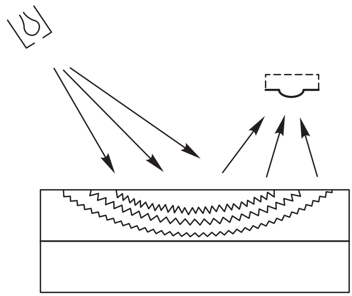


Рис. 290. Схема восстановления действительного изображения

Разумеется, спектральная разрешающая способность объемной дифракционной решетки с малым числом слоев почернения недостаточна для монохроматизации освещающего голограмму белого света в той же степени, в какой монохроматично излучение лазера, использованного на стадии регистрации голограммы. Поэтому изображения, создаваемые толстослойными голограммами, будут не вполне монохроматическими.

Кроме того, хотя изображения, получаемые с помощью освещаемых белым светом толстослойных голограмм, являются квазимонохроматическими (т. е. не полностью монохроматическими), их цвет в отдельных случаях может заметно отличаться от цвета излучения лазера, использованного при записи голограммы. Это связано с воздействием на фотоэмульсию процессов проявления, а главное, фиксирования и последующей сушки.

Надо отметить еще одну особенность голограмм, записанных в толстослойных эмульсиях по методу встречных световых пучков. Она обусловлена свойственным голографии эффектом *псевдоскопии*, который в данном случае проявляется особенно ярко.

Если записать голограмму по схеме, приведенной на рис. 288, и восстановить изображение объекта, освещая голограмму в соответствии со схемой, показанной на рис. 289, то мнимое изображение выпуклого предмета также получится выпуклым.

В действительном же изображении предмета (рис. 290) выпуклая поверхность предмета будет вогнутой, так как части предмета, располагавшиеся ближе к фотопластинке при записи голограммы, расположатся ближе к голограмме.

Поэтому при записи голограмм музейных экспонатов используется наблюдение мнимых изображений, видимых за плоскостью голограммы.

Способ записи голограмм в толстослойных эмульсиях дает возможность получать цветные изображения объектов с сохранением всех преимуществ голографии перед обычной фотографией.

Чтобы пояснить принцип цветной голографии, надо напомнить, в каких случаях человеческий глаз воспринимает изображения предметов как цветные, а не как черно-белые.

Опыты по физиологии зрения показывают, что человек видит изображение цветным и более или менее близким к натуральной окраске объекта, если оно воспроизводится минимум в трех цветах, например, красном, зеленом и синем. Совмещение трех красок осуществляется при самой примитивной цветной репродукции, выполняемой методом литографии (для высокохудожественной репродукции используется 10–15-красочная печать).

Учитывая особенности человеческого восприятия, чтобы восстановить цветное изображение объекта, нужно осветить объект наблюдения при записи голограммы одновременно или последовательно лазерным излучением трех спектральных линий, отстоящих по длинам волн достаточно далеко друг от друга. Тогда в толще фотоэмульсии образуются три системы стоячих волн и соответственно три системы пространственных решеток с различным распределением почернения.

Каждая из систем слоев почернения будет формировать изображение объекта в своем спектральном участке белого света, используемого при восстановлении изображения. Благодаря этому в отраженном от обработанной голограммы расходящемся пучке белого света получится изображение объекта как результат суперпозиции трех участков спектра, что соответствует минимальным физиологическим требованиям хроматического зрения человека.

Голографирование по методу Денисюка и восстановление изображения по схеме рис. 289 широко используется для получения высококачественных объемных копий различных предметов, например, уникальных произведений искусства.

§ 143. Использование голографии в оптической интерферометрии. Как известно, явление интерференции света находит обширные и разнообразные применения в физике и технике.

Например, интерференция света широко используется для тщательного контроля геометрической формы различных тел, качества обработки их поверхности, малых изменений формы или поверхности под действием тех или иных внешних воздействий: механических напряжений, нагрева и др.

Однако в обычной оптической интерферометрии изучаемый объект сравнивается со специально изготовленным эталоном, причем поверхности как объекта исследования, так и эталона должны быть очень тщательно обработаны.

Голография может быть применена в интерференционном исследовании, например, деформаций тела произвольной формы и с произвольным качеством обработки поверхности.

Вернемся к рис. 283, на котором приведена схема голографирования объектов произвольной формы. Пусть мы желаем, привлекая голографию, исследовать интерференционным методом небольшие деформации объекта, возникающие под действием каких-либо причин.

Экспонируем голографическую пластинку, освещая объект до того, как он испытал деформации. Не смещая пластинку и не проявляя ее, прервем освещение объекта на произвольный промежуток времени. Во время перерыва деформируем объект, не изменяя, однако, его положения в голографической установке. Вновь осветим теперь уже деформированный объект и еще раз экспонируем голографическую пластинку. Закончив вторую экспозицию, фотопластинку проявим и отфиксируем обычным способом.

В результате на пластинке окажутся зарегистрированными две голограммы, полученные с одной и той же опорной волной. Первой будет голограмма недеформированного объекта, второй — деформированного. Как подчеркивалось выше, запись двух или нескольких голограмм на одной фотопластинке вполне допустима, в отличие от фиксации нескольких перекрывающихся оптических изображений на обычной фотопластинке.

Восстановление изображений недеформированного и деформированного объекта с помощью «двойной» голограммы осуществляется по схеме, показанной на рис. 286. Как было объяснено раньше, полную амплитудную и фазовую информацию несут лишь световые пучки *3* и *4*, которые мы и будем рассматривать.

Поскольку в данном случае просвечивается «двойная» голограмма, за ней возникнут два волновых поля *3* и $3'$ и два волновых поля *4* и $4'$. Одно из каждой пары этих полей соответствует недеформированному объекту, другое — деформированному.

Так как обе интересующие нас пары волновых полей образуются в результате просвечивания голограммы одним пространственно когерентным световым пучком, волновые поля каждой пары могут интерферировать между собой и давать стационарную интерференционную картину. Но волновое поле *3* отличается от волнового поля *3′* (так же как поле *4* от поля *4′*) тем, что между их голографической записью объект был деформирован. Следовательно, при просвечивании «двойной» голограммы суперпозиция полей *3* и *3′* и полей *4* и *4′* даст на действительном и мнимом изображениях объекта интерференционную картину, выявляющую его деформации.

Существенно, что при таком способе эталоном для сравнения деформированного объекта служит не специально приготовленная с оптической точностью обработанная поверхность, а сам объект.

Таким образом, метод голографической интерферометрии неизмеримо расширяет возможности интерференционных оптических наблюдений и измерений, в частности, как мы отмечали, позволяет исследовать деформации объектов произвольной формы и с произвольным качеством поверхности, а также деталей, никак специально для этого не подготовленных.

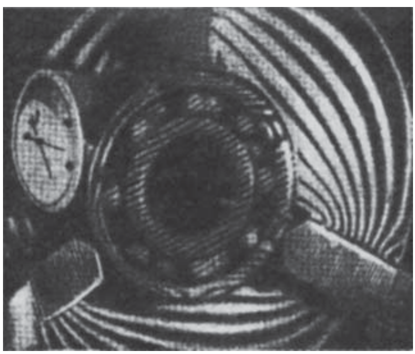


Рис. 291. Изображение деформированного шарикового подшипника

На рис. 291 показано изображение шарикового подшипника, сжатого в кулачках патрона токарного станка. Оно получено в результате просвечивания «двойной» голограммы, которая записывалась сначала до, а затем после возникновения деформаций в объекте. Интерференционные полосы на поверхности подшипника выявляют распределение этих деформаций.

Голографическая интерференция широко применяется для целей неразрушающего контроля. Можно, например, выявлять

раковины и слабые места сварки в стенках полых сосудов. Для этого нагревают воздух внутри сосуда, что вызывает расширение его стенок, причем участки с различной теплопроводностью расширяются по-разному. Картина интерференционных полос позволяет обнаруживать места, в которых теплопроводность отлична от нормальной. Аналогично этому испытывают сосуды под давлением: ослабленным местам будут соответствовать более частые интерференционные полосы.

Возможно использование голографической интерференции и для контроля качества автомобильных шин по деформации их поверхности при небольшом изменении давления (рис. 292). На ослабленные места указывают области высокой концентрации интерференционных полос (отмечены стрелками). На рисунке приведены восстановленные изображения шины в двух проекциях.

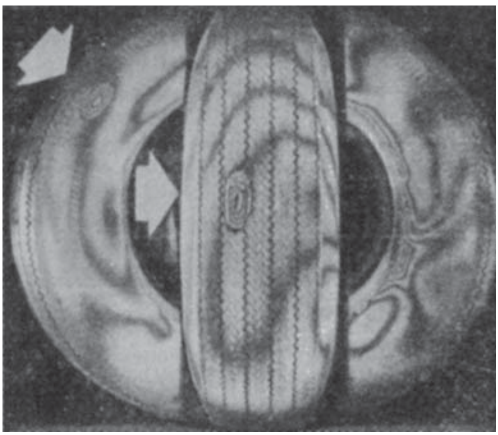


Рис. 292. Изображение дефектной автомобильной шины (в двух проекциях)

Голографический метод применяется также для исследования колебательных процессов. В этом случае обычным способом снимают голограмму колеблющейся поверхности, например, мембраны, причем продолжительность экспонирования голограммы значительно превосходит период колебания мембраны. Таким образом, в течение экспозиции колеблющаяся поверхность многократно проходит все положения, заключенные между двумя крайними. Однако большую часть времени мембрана находится в крайних положениях, поскольку при максимальном отклонении от положения равновесия скорость ее движения минимальна.

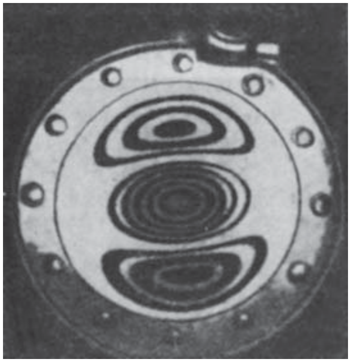


Рис. 293. Изображение колеблющейся мембраны

Полученную усредненную по времени голограмму можно рассматривать в качестве двухэкспозиционной. С ее помощью так же, как и в методе двух экспозиций, наблюдаются интерференционные полосы, позволяющие рассчитать амплитуду колебаний различных точек мембраны. Изображение мембраны, восстановленное с подобной голограммы, приведено на рис. 293.

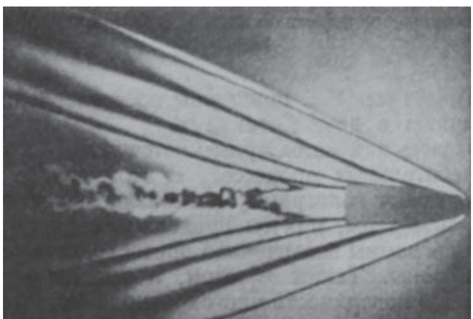


Рис. 294. Изображение ударных волн, создаваемых летящей пулей

Метод двух экспозиций с применением лазеров, дающих мощные кратковременные импульсы света, с большим успехом был применен для интерферометрии быстропротекающих процессов. На рис. 294 приведено изображение летящей пули, полученное с помощью двухэкспозиционной голограммы. Видны интерференционные полосы в области ударной волны.

Глава XVI. **ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА И ПОПЕРЕЧНОСТЬ СВЕТОВЫХ ВОЛН**

§ 144. Прохождение света через турмалин. Явления интерференции и дифракции, послужившие для обоснования волновой природы света, не дают еще полного представления о характере световых волн. Новые черты открывает нам опыт над прохождением света через кристаллы, в частности через турмалин.

Возьмем две одинаковые прямоугольные пластинки турмалина [1]), вырезанные так, что одна из сторон прямоугольника совпадет с определенным направлением внутри кристалла, носящим название *оптической оси*. Наложим одну пластинку на другую так, чтобы оси их совпадали по направлению, и пропустим через сложенную пару пластинок узкий пучок света от фонаря или солнца. Так как турмалин представляет собой кристалл буро-зеленого цвета, то след прошедшего пучка на экране представится в виде темно-зеленого пятнышка. Начнем поворачивать одну из пластинок вокруг пучка, оставляя вторую неподвижной (рис. 295). Мы обнаружим, что след пучка становится слабее, и когда пластинка повернется на 90°, он совсем исчезнет. При дальнейшем вращении пластинки проходящий пучок вновь начнет усиливаться и дойдет до прежней интенсивности, когда пластинка повернется на 180°, т. е. когда оптические оси пластинок вновь расположатся параллельно. При дальнейшем вращении турмалина пучок вновь слабеет, проходит через минимум (исчезает), когда оси пластинок оказываются перпендикулярными, и доходит до прежней интенсивности, когда пластинка возвращается в первоначальное положение.

Таким образом, при повороте пластинки на 360° интенсивность пучка, прошедшего через обе пластинки, два раза достигает максимума (когда оси пластинок параллельны). Явления протекают совершенно одинаково, какую бы из двух пластинок мы ни поворачивали и безразлично в какую сторону, а также

[1]) Турмалин — монокристалл сложного химического состава (содержащий окислы алюминия, кремния, бора и других химических элементов).

будут ли пластинки соприкасаться или находиться на некотором расстоянии друг от друга (рис. 295).

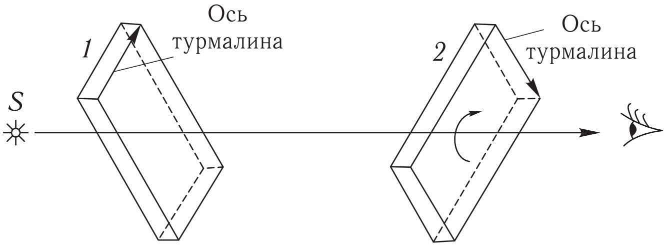


Рис. 295. Схема опыта по наблюдению прохождения света через две пластинки турмалина: S — источник света; *1* — первая и *2* — вторая пластинки турмалина

Но если устранить одну из пластинок и вращать вторую, или вращать обе пластинки вместе так, чтобы оси их все время составляли неизменный угол, то мы не обнаружим никакого изменения в интенсивности проходящего пучка. Таким образом, изменение интенсивности происходит только тогда, когда свет, прошедший одну из пластинок, встречает другую, ось которой меняет свое направление по отношению к оси первой.

§ 145. Гипотезы, объясняющие наблюдаемые явления. Понятие о поляризованном свете. Итак, свет, прошедший сквозь турмалин, приобретает особые свойства. Свойства световых волн в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, становятся *анизотропными*, т. е. неодинаковыми относительно плоскости, проходящей через луч и ось турмалина. Поэтому способность такого света проходить через вторую пластинку турмалина зависит от ориентации оптической оси этой пластинки относительно оптической оси первой пластинки. Такой анизотропии не было в пучке, идущем непосредственно от фонаря (или солнца), ибо по отношению к этому пучку ориентация турмалина была безразлична.

Можно объяснить все наблюдающиеся явления, если сделать следующие выводы.

1. Световые колебания в пучке направлены перпендикулярно к линии распространения света (световые волны поперечны).

2. Турмалин способен пропускать световые колебания только в том случае, когда они направлены определенным образом относительно его оси (например, параллельно оси).

3. В свете фонаря (Солнца) представлены поперечные колебания любого направления и притом в одинаковой доле, так что ни одно направление не является преимущественным.

Мы будем в дальнейшем называть свет, в котором в одинаковой доле представлены все направления поперечных колебаний, *естественным светом*.

Вывод 3 объясняет, почему естественный свет в одинаковой степени проходит через турмалин при любой его ориентации, хотя турмалин, согласно выводу 2, способен пропускать световые колебания только определенного направления. Действительно, как бы ни был ориентирован турмалин, в естественном свете всегда окажется одна и та же доля колебаний, направление которых совпадает с направлением, пропускаемым турмалином. Прохождение естественного света через турмалин приводит к тому, что из поперечных колебаний отбираются только те, которые могут пропускаться турмалином. Поэтому свет, прошедший через турмалин, будет представлять собой совокупность поперечных колебаний одного направления, определяемого ориентацией оси турмалина. Такой свет мы будем называть *линейно поляризованным*, а плоскость, содержащую направление колебаний и ось светового пучка, — *плоскостью поляризации*.

Теперь становится понятным опыт с прохождением света через две последовательно поставленные пластинки турмалина. Первая пластинка поляризует проходящий через нее пучок света, оставляя в нем колебания только одного направления. Эти колебания могут пройти через второй турмалин полностью только в том случае, когда направление их совпадает с направлением колебаний, пропускаемых вторым турмалином, т. е. когда его ось параллельна оси первого. Если же направление колебаний в поляризованном свете перпендикулярно к направлению колебаний, пропускаемых вторым турмалином, то свет будет полностью задержан. Это имеет место, когда пластинки турмалина, как говорят, скрещены, т. е. их оси составляют угол 90°. Наконец, если направление колебаний в поляризованном свете составляет острый угол с направлением, пропускаемым турмалином, то колебания будут пропущены лишь частично.

§ 146. Механическая модель явлений поляризации. Объяснение, предложенное в предыдущем параграфе, можно иллюстрировать с помощью механических опытов. Веревка, колеблющаяся в одной плоскости, например в вертикальной, может

служить моделью поляризованной световой волны. Моделью естественной световой волны служит веревка, плоскость колебаний которой быстро меняется, принимая за короткий срок разнообразные ориентации. Две доски, разделенные узким зазором (щель), играют роль модели турмалина: колебания веревки, направленные вдоль зазора, легко проходят через щель, колебания, перпендикулярные к зазору, задерживаются. Опыты, изображенные на рис. 296, вполне соответствуют описанным выше оптическим опытам. Они показывают, что «естественные» колебания веревки пропускаются в одинаковой степени при лю-

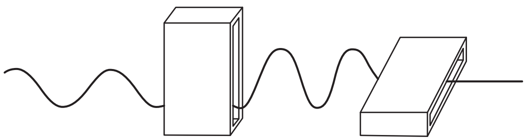


Рис. 296. Механическая модель явления прохождения световой волны через две пластинки турмалина

бой ориентации щели. Две последовательно поставленные щели пропускают колебания большей или меньшей амплитуды в зависимости от взаимной ориентации щелей. При перпендикулярности щелей колебание веревки сквозь них не проходит. Опыты показывают также, что щель поляризует «естественные» колебания веревки.

§ 147. Поляроиды. Кристалл турмалина далеко не единственный кристалл, который поляризует проходящий через него свет. Очень многие кристаллы обладают подобными свойствами. Но большинство из них, например исландский шпат, пропускает одновременно два луча, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Это нередко затрудняет наблюдение поляризованного света и требует специальных приспособлений для отделения одного из этих лучей от другого. Некоторые кристаллы, в том числе и турмалин, поглощают один из двух поляризованных лучей настолько сильно, что сквозь пластинку толщиной около миллиметра практически проходит только один луч, поляризованный в определенном направлении. Такие кристаллы называют *дихроичными*.

Существуют кристаллы, еще сильнее задерживающие один из поляризованных лучей, чем это происходит в турмалине (например, кристаллы йодистого хинина), так что кристаллическая пленка толщиной в десятую долю миллиметра и даже тоньше

практически полностью отделяет один из поляризованных лучей. Нанося эти пленки на целлулоид, получают поляризующую пластинку размером в несколько квадратных дециметров. Такие пластинки носят название *поляроидов* и представляют собой удобные и дешевые поляризующие приспособления большой поверхности. Все опыты, описанные в § 144, легко могут быть проделаны с двумя кусочками поляроида.

§ 148. Поперечность световых волн и электромагнитная теория света. Гипотезы § 145 настолько полно и хорошо позволили объяснить все детали опытов с турмалином, что можно считать эти гипотезы вполне обоснованными. Важнейшей из них является вывод о поперечности световых волн. С помощью представления о поперечных световых волнах удается также превосходно объяснить и многочисленные другие явления, связанные с поляризацией света. Таким образом, обширная и разнообразная группа явлений поляризации света служит надежным обоснованием идеи, согласно которой *световая волна есть волна поперечная*, т. е. направления колебаний в ней перпендикулярны к направлению распространения волны.

Признание световых волн поперечными имело очень большое значение в учении о свете. Френель, Юнг[1] и другие исследователи, обосновавшие волновую природу света, полагали, что световые волны имеют характер упругих волн, распространяющихся в особой среде, заполняющей все пространство и названной световым эфиром. Впоследствии, однако, выяснилось, что гипотеза упругого эфира и представление о свете как об упругих волнах не могут удовлетворительно объяснить ряд вновь открытых явлений. Так, были установлены факты, обнаруживавшие тесную связь между электромагнитными и оптическими явлениями. Из этих фактов на первом месте стояли опыты, показавшие возможность воздействовать при помощи магнитного или электрического поля на характер поляризации света. Далее было открыто влияние электрического и магнитного полей на частоту света, испускаемого атомами, и возможность при помощи света вызывать некоторые электрические процессы (например, фотоэффект; см. ниже, § 183) и т. д. Связь между оптическими и электромагнитными явлениями нашла свое выражение в электромагнитной теории света, выдвинутой Максвеллом в 1876 г. (см. § 58).

---

[1]) Томас Юнг (1773–1829) — английский физик и врач.

Электромагнитная теория света устранила все трудности, связанные с гипотезой упругого твердого эфира. Для понимания процесса распространения электромагнитных волн нет надобности предполагать мировое пространство заполненным каким-либо веществом. Электромагнитные волны (в том числе и свет) могут распространяться и в вакууме (ср. § 33). Электромагнитная волна представляет собой (см. §§ 54 и 59) распространение переменного электромагнитного поля, причем напряженности электрического и магнитного полей перпендикулярны друг к другу и к линии распространения волны: *электромагнитные волны поперечны*. Таким образом, поперечность световых волн, доказанная опытами по поляризации света, естественно объясняется электромагнитной теорией света. В световой волне, как и во всякой электромагнитной волне, имеются одновременно два взаимно перпендикулярных направления колебаний: направления колебаний напряженностей электрического и магнитного полей. Все, что мы говорили о направлении световых колебаний, относится к направлению колебаний напряженности электрического поля. В частности, специальные опыты позволили установить, что в волне, прошедшей через турмалин, колебание напряженности электрического поля направлено вдоль оптической оси турмалина.

Глава XVII. ШКАЛА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

§ 149. Способы исследования электромагнитных волн различной длины. Электромагнитные волны, применяемые в радиотехнике, имеют длину от нескольких километров до нескольких сантиметров. Электромагнитные же волны, представляющие собой свет, характеризуются длиной волны в несколько десятых микрометра. Это простое сопоставление показывает, что *количественное различие* в длине волны приводит к глубокому *качественному различию* во многих свойствах и особенностях электромагнитных волн. Возникает важная задача ближе ознакомиться со свойствами электромагнитных волн разной длины. Для разделения волн различной длины обычно применяют какой-либо способ разложения сложного излучения в *спектр*. В случае видимого света для этой цели можно воспользоваться дифракционной решеткой (см. § 136) или призмой (см. § 86).

Рассматривая полученный на экране спектр, мы убеждаемся в возможности по цвету различать глазом волны различной длины. Однако, как уже неоднократно указывалось, глаз воспринимает только те электромагнитные волны, длина которых лежит в пределах (приблизительно) от 400 до 760 нм. Границы эти, конечно, довольно неопределенны, и отдельные наблюдатели способны «видеть» волны и несколько более короткие (примерно до 370 нм) и несколько более длинные (около 800 нм). Необходимо поэтому найти более общий способ обнаружения электромагнитных волн, чем наблюдение при помощи глаза.

Так как распространяющаяся электромагнитная волна любой длины несет энергию, то таким более общим способом может явиться измерение энергии волны. Наиболее удобный для этой цели прием заключается в превращении электромагнитной энергии волны во внутреннюю энергию вещества, возрастание которой сопровождается нагреванием тела. Нагревание тел обнаруживается очень хорошо при помощи чувствительных термометров, например термоэлементов (см. т. II, § 83). Частичное превращение энергии электромагнитных волн во внутреннюю

энергию происходит всякий раз, когда эти волны падают на какое-либо вещество и более или менее сильно поглощаются им. Опыт обнаружил, что некоторые черные вещества, например сажа, практически полностью поглощают энергию, приносимую световыми волнами различной длины. Именно поэтому они и представляются черными, т. е. не отражающими свет.

Покрыв налетом сажи чувствительную часть термоэлемента, можно, передвигая его по спектру, изучать электромагнитные волны в широком интервале длин волн. На рис. 297 изображено расположение элементов оптической системы, пригодное для указанной цели. Измерив нагревание термоэлемента, можно вычислить энергию, приходящуюся на соответствующую область спектра, т. е. судить о распределении энергии по спектру. Такие энергетические измерения дают результаты, отличные

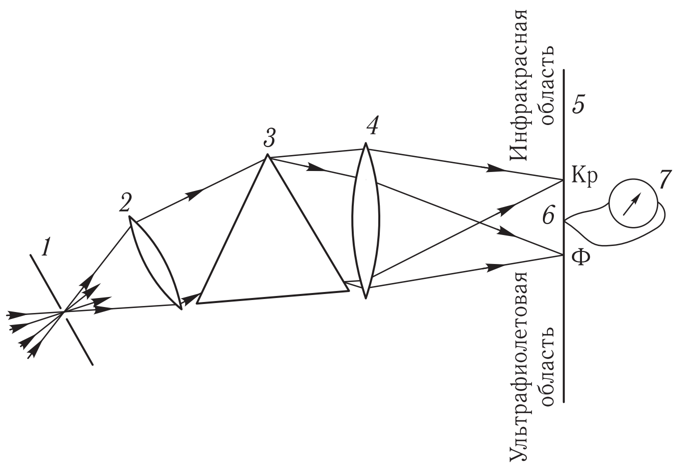


Рис. 297. Схема опыта по исследованию распределения энергии в спектре: *1*, *2*, *3*, *4* — части спектрального аппарата, дающего спектр источника в плоскости *5*, *6* — термоэлемент, могущий перемещаться вдоль спектра, *7* — гальванометр, Ф — фиолетовая граница спектра, Кр — красная граница спектра

от заключений, которые делает глаз. Действительно, человеку, воспринимающему свет глазом, желтая или зеленая часть спектра света дугового фонаря кажется гораздо ярче, чем красная, тогда как термоэлемент обнаруживает в красной части большее нагревание. Причина лежит в особенностях глаза, чувствительность которого к разным цветам различна (см. § 68) и который поэтому не дает правильных показаний относительно распределения энергии по спектру. Термоэлемент же — вполне

«беспристрастный» прибор, ибо для всех длин волн он дает возможность судить о внутренней энергии, в которую переходит энергия света при поглощении.

§ 150. Инфракрасное и ультрафиолетовое излучение. Проводя наблюдения за распределением энергии в спектре, мы обнаружим, что показания термоэлемента не обращаются в нуль, когда он передвигается в ту область, где глаз ничего не видит, т. е. когда он помещен за красной или фиолетовой границами спектра (см. рис. 297). Показания термоэлемента меняются при переходе в эти невидимые области спектра постепенно. При этом для многих источников (например, дугового фонаря) показания термоэлемента при продвижении в область, расположенную за красной границей спектра, вначале даже увеличиваются, несмотря на то, что глаз в этом месте не обнаруживает никакого света. При перемещении в еще более длинноволновую часть спектра показания термоэлемента начинают убывать. Волны, имеющие бо́льшую длину, чем красные, принято называть *инфракрасными*. Они были открыты английским астрономом и физиком Джоном Гершелем (1792–1871) в 1830 г. при исследовании распределения энергии в спектре с помощью очень чувствительного термометра. Волны, длины которых меньше фиолетовых, называют *ультрафиолетовыми* [1]). Так как энергия, приходящаяся на фиолетовую и ультрафиолетовую части спектра обычных источников, невелика, то исследование этой области спектра при помощи термоэлемента довольно затруднительно, хотя для точных определений энергии всегда пользуются этим приемом.

Обнаружить ультрафиолетовые волны гораздо проще по их действию на фотографическую пластинку или бумагу. Направив свет от фонаря, разложенный на спектральные составляющие, на полоску фотографической бумаги [2]), мы обнаружим, что бумага быстро темнеет в тех местах, где располагаются синие и особенно фиолетовые волны, оставаясь белой под действием зеленой, желтой и красной частей спектра. Еще более сильное почернение обнаруживается за фиолетовой областью. Подобными опытами

---

[1]) *Инфракрасным излучением* называется излучение, частота которого меньше частоты видимого света; частота ультрафиолетового излучения выше частоты видимого излучения.

[2]) Для опыта надо взять, конечно, так называемую *дневную бумагу*, темнеющую на свету без всякой обработки (проявления).

с AgCl в 1801 г. были обнаружены ультрафиолетовые волны [1]) английским физиком Вильямом Волластоном (1766–1828). Удобный метод обнаружения ультрафиолетовых волн основывается на явлении флюоресценции и фосфоресценции (см. § 189).

§ 151. Открытие рентгеновских лучей. Ренгеновские лучи были открыты в 1895 г. Способ их получения с особой наглядностью обнаруживает их электромагнитную природу.

Немецкий физик Рентген (1845–1923) обнаружил этот вид излучения случайно, при исследовании катодных лучей (см. т. II, § 102). Наблюдение Рентгена состояло в следующем. Трубка для получения катодных лучей имела вид, подобный изображенному на рис. 298. При пропускании разряда через такую трубку Рентген наблюдал явление, которое он описывает следующим образом: «Кусок бумаги, покрытый платиносинеродистым барием [2]), при приближении к трубке, закрытой достаточно плотно

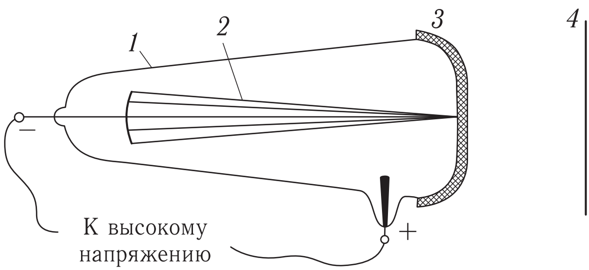


Рис. 298. К открытию лучей Рентгена. Газоразрядная трубка *1* для опытов с катодными лучами *2* прикрыта черным картонным чехлом *3*; на фосфоресцирующем экране *4* наблюдается свечение

прилегающим к ней чехлом из черного картона, при каждом разряде через трубку вспыхивает ярким светом: начинает фосфоресцировать. По поводу этого явления проще всего предположить, что черный картон, непрозрачный ни для видимых и ультрафиолетовых лучей Солнца, ни для лучей электрической дуги, пронизывается каким-то агентом, вызывающим интенсивную фосфоресценцию...» Рентген в ряде опытов установил, что этот

---

[1]) В этих опытах применялась, конечно, не фотографическая бумага, тогда еще неизвестная, а раствор хлористого серебра, также темнеющий под действием света.

[2]) Слой платиносинеродистого бария способен светиться, если его предварительно облучить видимым или ультрафиолетовым светом. Это свечение носит название *фосфоресценции*.

«агент», который он назвал «X-лучами» [1]), проходит и через другие тела, непрозрачные для обычного света: бумагу, дерево, эбонит, человеческое тело, слои металла. Рентген выяснил также, что материалы малой плотности, построенные из легких атомов, более прозрачны, чем материалы большей плотности. Так, пластинка свинца задерживает «X-лучи» гораздо сильнее, чем пластинка алюминия той же толщины; кости тела сильнее, чем мускулы. Поэтому, расположив между источником «X-лучей» и экраном руку, мы увидим слабую тень руки, на которой резко выделяются более темные тени костей (рис. 299).



Рис. 299. Рентгенограмма руки: A, B — осколки пули, C — кольцо на мизинце

§ 152. Различные действия рентгеновских лучей. После первых опытов, в которых была обнаружена способность рентгеновских лучей вызывать фосфоресценцию, были найдены и другие их свойства. Рентгеновские лучи способны вызывать химические процессы. Так, при действии на фотографическую пластинку или бумагу они вызывают почернение; на этом основано фотографирование при помощи

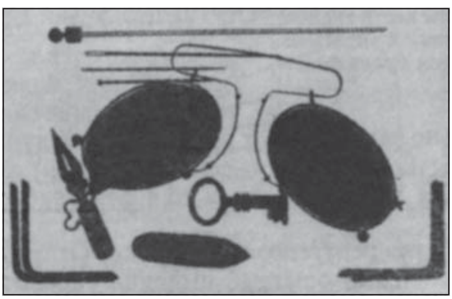


Рис. 300. Рентгенограмма кошелька с несколькими металлическими предметами: стекла пенсне сделаны из стекла, содержащего свинец, и поэтому непрозрачны для рентгеновских лучей

[1]) Название «X-лучи» (икс-лучи), т. е. неизвестные лучи, Рентген употреблял до самой смерти. Другие же ученые присвоили этим лучам имя Рентгена.

рентгеновских лучей. Получаемые фотографии есть теневые фотографии, детали которых соответствуют различию в способности рентгеновских лучей проходить через тела различной плотности (рис. 300, 301).

Эти особенности рентгеновских лучей имеют огромное практическое значение для применения их в медицине и технике. При помощи рентгеновских лучей можно на фосфоресцирующем экране или на фотографической пластинке обнаруживать дефекты или изменения внутри предмета (дефекты внутри частей машины, изменения в организме и т. д.). Пользуясь способностью рентгеновских лучей вызывать химические изменения, их применяют для лечения органов, пораженных некоторыми болезнями (например, раком), причем особенно важна возможность подвергать воздействию рентгеновских лучей внутренности живого организма.



Рис. 301. Рентгенограмма лягушки: хорошо видны кости скелета; лапки приколоты к подставке металлическими булавками

Интересно отметить, что некоторые стекла, вполне прозрачные для видимых лучей, но содержащие свинцовые соединения, сильно задерживают рентгеновские лучи (рис. 300), тогда как обычное стекло (с солями натрия) хорошо прозрачно как для видимых, так и для рентгеновских лучей.

§ 153. Устройство рентгеновской трубки. Открыв «X-лучи», Рентген тщательными опытами выяснил условия их образования. Он установил, что эти лучи возникают в том месте трубки, где летящие электроны, составляющие катодный пучок, задерживаются, ударяясь о стенку трубки. Исходя из этого обстоятельства, Рентген сконструировал и построил специальную трубку, удобную для получения рентгеновских лучей. В своих существенных чертах конструкция трубки Рентгена сохранилась и до нашего времени.

На рис. 302 изображена современная рентгеновская трубка. Катодом служит толстая накаливаемая вольфрамовая нить, испускающая интенсивный поток электронов (см. т. II, § 100), которые ускоряются приложенным электрическим напряжением. Катод снабжен колпачком из тантала, фокусирующим электроны,

так как электроны вылетают перпендикулярно поверхности катода. Мишенью служит пластинка из вольфрама, платины или другого тяжелого металла, впрессованная в анод (зеркало анода), который для отвода тепла изготовляется из красной меди. Ударяясь о поверхность мишени, электроны задерживаются и дают рентгеновские лучи. Напряжение между катодом и анодом достигает нескольких десятков тысяч вольт. Для того чтобы электроны могли беспрепятственно достигать мишени, рентгеновскую трубку откачивают до высокого вакуума. Анод обычно охлаждают водой.

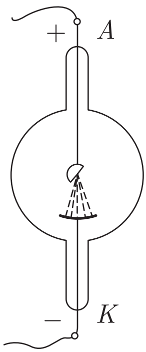


Рис. 302. Современная рентгеновская трубка; цепь накала катода не показана

Действуя на газы, рентгеновские лучи способны вызвать их ионизацию (см. т. II, § 92). Так, поместив около рентгеновской трубки заряженный электроскоп, мы обнаружим, что он быстро разряжается, если трубка приведена в действие (рис. 303). Причина потери заряда электроскопом состоит в том, что окружающий воздух ионизуется действием рентгеновских лучей и становится проводником. Ионизующее действие рентгеновских лучей также используется для их обнаружения и регистрации.

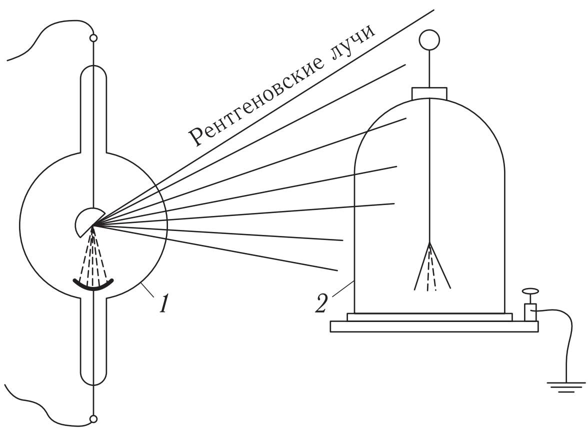


Рис. 303. Ионизующее действие рентгеновских лучей: *1* — рентгеновская трубка, *2* — электроскоп. Опыт удается как с положительно, так и отрицательно заряженным электроскопом. Под действием рентгеновских лучей в воздухе создаются ионы обоих знаков

§ 154. Происхождение и природа рентгеновских лучей. Способ получения рентгеновских лучей ясно указывает, что образование их связано с остановкой (или торможением) быстро летящих электронов. Летящий электрон окружен электрическим и магнитным полями, ибо движущийся электрон представляет собой ток. Остановка (торможение) электрона означает изменение магнитного поля вокруг него, а изменение магнитного или электрического поля вызывает (см. § 54) излучение электромагнитных волн. Эти электромагнитные волны и наблюдаются в виде рентгеновских лучей.

Такое представление о рентгеновских лучах имел уже Рентген (хотя более настойчиво его отстаивали другие исследователи). Для установления волновой природы рентгеновских лучей необходимо было произвести опыты по их интерференции или дифракции. Однако осуществление таких опытов оказалось очень трудной задачей, и решение вопроса было получено лишь в 1912 г., когда немецкий физик Макс Лауэ (1879–1960) в качестве дифракционной решетки предложил использовать естественный кристалл, в котором атомы расположены в правильном порядке на расстоянии порядка 10^{-10} м друг от друга (см. т. I, § 266).

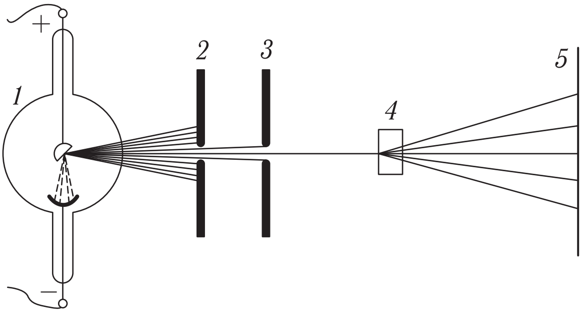


Рис. 304. Схема расположения в первых опытах по наблюдению дифракции рентгеновских лучей: *1* — рентгеновская трубка, *2*, *3* — свинцовые диафрагмы, выделяющие узкий пучок рентгеновских лучей, *4* — кристалл, в котором происходит дифракция, *5* — фотопластинка

Опыт, выполненный В. Фридрихом, П. Книппингом и Лауэ, был осуществлен следующим образом. Узкий пучок рентгеновских лучей, выделенный при помощи свинцовых диафрагм *2*, *3* (рис. 304), падал на кристалл *4*. На фотографической пластинке *5* получалось изображение следа пучка. При отсутствии кристалла изображение на пластинке представляло собой темное пятно — след пучка, пропущенного диафрагмами. Когда же на пути пучка помещался кристалл, то на пластинке получалась сложная картина (рис. 305), представляющая собой результат дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке. Полученная картина не только дала прямое

доказательство волновой природы рентгеновских лучей, но и позволила сделать важные заключения о строении кристаллов, которым определяется вид наблюдаемой дифракционной картины. В настоящее время применение рентгеновских лучей для изучения структуры кристаллов и других тел приобрело огромное практическое и научное значение.

Дальнейшие усовершенствования позволили при помощи тщательных опытов определять и длины волн рентгеновских лучей [1]). Излучение обычной рентгеновской трубки оказалось, подобно белому свету, содержащим волны различной длины со средним значением от сотых до десятых долей нанометра в зависимости от напряжения между катодом и анодом трубки. Впоследствии были получены рентгеновские волны с длиной несколько десятков нанометров, т. е. более длинные, чем кратчайшие из известных ультрафиолетовых волн. Удалось также получить и наблюдать очень короткие волны (длина которых — тысячные и десятитысячные доли нанометра).

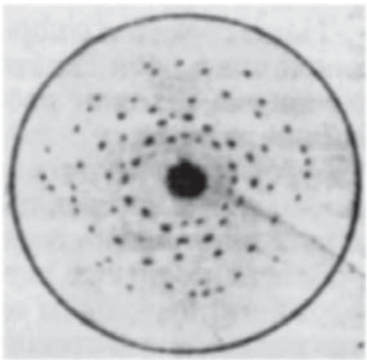


Рис. 305. Фотография, изображающая картину дифракции рентгеновских лучей в кристалле цинковой обманки

Произведя определение длин волн рентгеновских лучей, можно было установить, что волны тем меньше поглощаются, чем они короче. Рентген назвал слабо поглощающиеся лучи *жесткими*. Таким образом, увеличение *жесткости* [2]) соответствует уменьшению длины волны.

§ 155. Шкала электромагнитных волн. Мы назвали ультрафиолетовыми волнами электромагнитные волны, длина которых меньше 400 нм (4000 Å), а инфракрасными — волны с длиной, превышающей 760 нм (7600 Å). Совершенно ясно, что границы эти довольно произвольны, и нет никакого резкого изменения в свойствах при переходе от крайних фиолетовых волн к ультрафиолетовым или от крайних красных к инфракрасным. Поэтому указания, где начинаются ультрафиолетовые или инфракрасные волны, имеют лишь условный характер. Так же условно

[1]) Использование дифракции рентгеновских лучей на обычных дифракционных решетках (см. § 138) для точного определения длины волны было предложено значительно позже.

[2]) Способность излучения проникать через вещество называется *жесткостью* этого излучения.

и указание, где кончаются ультрафиолетовые и инфракрасные области спектра.

При исследованиях этих областей серьезным затруднением является то обстоятельство, что большинство материалов, прозрачных для видимого света, сильно поглощает более короткие и более длинные волны. Улучшение техники эксперимента все же дало возможность получить и исследовать инфракрасные волны длиной до нескольких сот микрометров. С другой стороны, оказалось возможным электрическими способами получить радиоволны, длина которых также выражается сотнями микрометров. Таким образом, мы имеем непрерывный переход от видимого света через инфракрасные волны к радиоволнам.

Наши сведения о коротковолновой области спектра также пополнялись, так сказать, с двух концов. С одной стороны, улучшение техники работы с ультрафиолетовыми волнами позволило спуститься приблизительно до 5 нм (50 Å). С другой стороны, с течением времени были найдены способы получать и исследовать рентгеновские волны (см. § 154) длиной в несколько десятков нанометров. Таким образом, и в области коротких электромагнитных волн мы имеем непрерывный переход от видимого света через ультрафиолетовые волны к рентгеновским сколь угодно малой длины. Весьма короткие электромагнитные волны наблюдаются в излучении радиоактивных веществ (так называемое γ-излучение, см. § 211) в космических лучах, а также при ударах очень быстрых электронов, разгоняемых ускорителями (см. § 216).

Вся шкала электромагнитных волн уже была приведена и описана в § 58 (см. рис. 125).

Глава XVIII. **СКОРОСТЬ СВЕТА**

§ 156. Первые попытки определения скорости света. В § 65 были рассмотрены разнообразные проявления света, показывающие, что свет несет с собой энергию, и были указаны методы ее регистрации. Естественно встает вопрос, *с какой скоростью распространяется световая энергия*.

Попытки ответить на этот вопрос предпринимались уже давно. Так, еще Г. Галилей (1607 г.) пытался определить скорость распространения света с помощью следующего простого опыта. Представим себе двух наблюдателей A и B (рис. 306), находящихся на расстоянии l друг от друга и снабженных одинаковыми хорошо выверенными часами. Если наблюдатель A в некоторый момент пошлет световой сигнал (например, быстро откроет заслонку фонаря), а наблюдатель B отметит по своим часам тот момент, когда он увидит этот сигнал, то можно будет определить время τ, за которое свет прошел данный путь l, и, следовательно, определить скорость света $c = l/\tau$.

Опыт можно значительно усовершенствовать и упростить, если вместо второго наблюдателя поместить зеркало. Наблюдатель, открывающий фонарь, отметит также и момент, когда световой сигнал, отразившийся от зеркала, вернется к нему, т. е. пройдет путь $2l$. Таким образом удалось бы определить скорость света, располагая лишь одними часами. Однако опыт Галилея как в первом, так и во втором вариантах не дал определенных результатов. Естественно, что регистрация момента выхода и прихода сигнала делается с некоторыми ошибками. Скорость же света оказалась настолько большой, что время прохождения светом сравнительно небольших расстояний, на которые можно было отдалить пункты A и B, было значительно меньше указанных ошибок. Поэтому принципиально правильный опыт не дал удовлетворительного результата.

Для улучшения дела надо было или весьма значительно увеличить расстояние l, или очень сильно повысить точность измерения небольших промежутков времени. Оба эти усовершенствования и были внесены впоследствии и привели к благоприятным результатам.

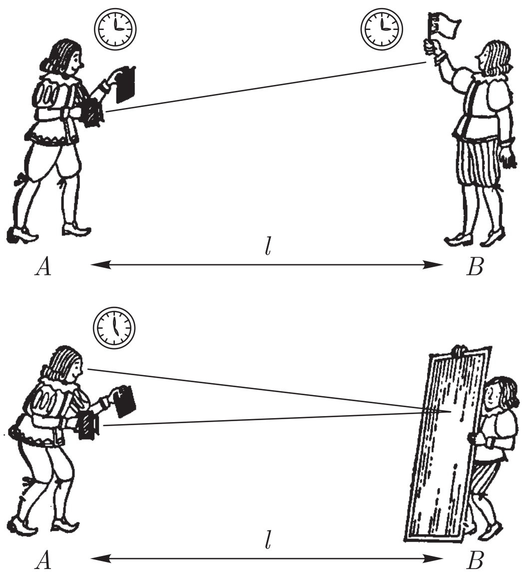


Рис. 306. Неудачные попытки определить скорость света

§ 157. Определение скорости света Рёмером. В методе датского астронома Олафа Рёмера (1644–1710), предложенном в 1675 г., были использованы огромные расстояния, с которыми приходится иметь дело астроному. Световым сигналом, посылавшимся из пункта A, служили затмения спутника Юпитера (например, моменты выхода этого спутника из тени Юпитера); наблюдатель на Земле регистрировал момент затмения.

Обращение ближайшего к Юпитеру спутника происходит за $1\frac{3}{4}$ дня, т. е. затмения его следуют весьма часто одно за другим. Рёмер установил, что н а б л ю д а ю т с я затмения не вполне регулярно. Если, например, начиная с положения Земли $З_1$ (рис. 307), предвычислить моменты ожидаемых затмений и произвести наблюдения при положении Земли примерно через $\frac{1}{2}$ года [1]), то момент затмения оказывается з а п о з д а в ш и м против вычисленного почти на 16 мин. Однако те же вычисления дают правильный результат, если вновь провести наблюдения к моменту положения Земли $З_3$, т. е. еще примерно через $\frac{1}{2}$ года.

[1]) Период обращения Юпитера значительно (почти в 12 раз) больше периода обращения Земли. Поэтому положения $Ю_1$, $Ю_2$, $Ю_3$ разделены промежутками около полугода.

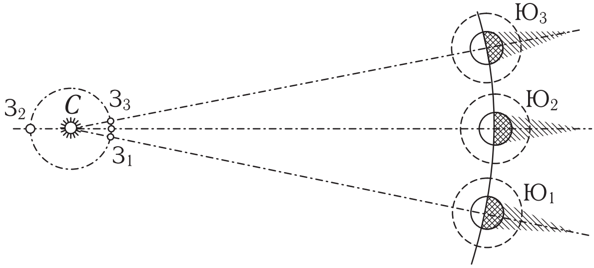


Рис. 307. К определению скорости света по Рёмеру: $Ю_1З_1$ — Земля $З_1$ находится между Юпитером $Ю_1$ и Солнцем С; $Ю_2З_2$ — Земля $З_2$ и Юпитер $Ю_2$ находятся по разные стороны Солнца; $Ю_3З_3$ — следующее взаимное расположение Земли $З_3$ и Юпитера $Ю_3$

Рёмер дал простое объяснение этим явлениям: надо учитывать время, необходимое для того, чтобы свет прошел добавочное расстояние, равное поперечнику земной орбиты. Это добавочное расстояние по современным измерениям равно $2{,}99 \cdot 10^8$ км, добавочное время — 966,4 с, отсюда скорость света c приблизительно равна 300 000 км/с. Сам Рёмер нашел для скорости света c значение 215 000 км/с.

§ 158. Определение скорости света по методу вращающегося зеркала. Французский физик Леон Фуко (1819–1868) применил в 1862 г. очень точный способ определения времени прохождения света между двумя пунктами A и B, благодаря чему удалось надежно измерить скорость света, не прибегая к чрезмерно большим расстояниям между A и B.

Световой сигнал, вышедший по направлению SA (рис. 308), отражался вращающимся зеркалом A к неподвижному зеркалу B. Это последнее делалось сферическим с очень большим радиусом кривизны R, так что центр его совпадал с зеркалом A. Благодаря такому устройству свет при любом положении зеркала A распространялся вдоль радиуса зеркала B, падал перпендикулярно на его поверхность и после отражения шел вновь по радиусу зеркала B, т. е. возвращался к зеркалу A. Однако за время τ, в течение которого свет проходил путь от A до B и обратно (т. е. путь, равный $2R$), зеркало A успевало повернуться на небольшой угол α, и свет отражался по направлению AS', составляющему угол 2α с направлением SA. Измерив угол 2α и зная угловую скорость вращения зеркала, можно определить время τ, а следовательно, и скорость света $c = 2R/\tau$.

В одном из опытов Фуко расстояние $AB = 4$ м, частота вращения зеркала $N = 800$ с$^{-1}$, угол поворота зеркала $\alpha = 27{,}3''$,

следовательно, для этих данных

$$\tau = \frac{\alpha}{2\pi N} = 2{,}7 \cdot 10^{-8}\ \text{с} \quad \text{и} \quad c = \frac{2R}{\tau} = 296\,000\ \text{км/с}.$$

Среднее значение скорости света, полученное Фуко, равнялось 298 000 км/с.

Вводя на пути света AB трубу с водой, Фуко смог непосредственно измерить скорость распространения света в воде и получил значение, в $\frac{4}{3}$ раза меньшее, чем в воздухе, в соответствии с представлениями Гюйгенса (см. § 130).

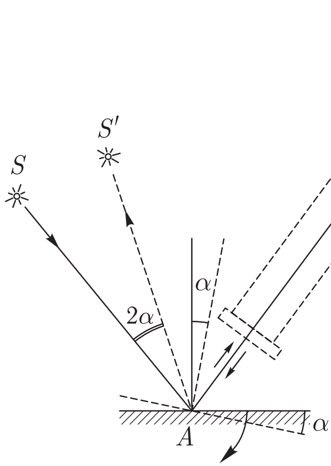


Рис. 308. К определению скорости света по методу вращающегося зеркала

Введя ряд остроумных усовершенствований в метод вращающегося зеркала, американский физик Альберт Майкельсон (1852–1931) значительно повысил точность определения скорости света. По его определениям (1927 г.) $c = 299\,796$ км/с. За последние годы лабораторные методы определения скорости света существенно усовершенствованы. В их основу положены независимые измерения длины световой волны и ее частоты. Это позволило К. Ивенсону с сотрудниками в 1972 г. определить скорость света с точностью 0,2 м/с: $c = 299\,792\,456{,}2 \pm 0{,}2$ м/с. Однако эти результаты требуют дальнейшего подтверждения. В 1973 г. решением Генеральной ассамблеи Международного комитета по численным данным для науки и техники, обобщившим все известные экспериментальные данные, скорость света

в вакууме принято считать равной

$$c = 299\,792\,458 \pm 1{,}2 \text{ м/с}.$$

Для всех практических расчетов мы будем принимать скорость света в вакууме равной 300 000 км/с ($3 \cdot 10^8$ м/с).

Колоссальная с точки зрения наших земных масштабов скорость света не так уж велика в масштабах астрономических. Здесь время распространения света измеряется значительными числами. Так, свет идет от Солнца до Земли около 8 мин, а от ближайшей звезды — около 4 лет. За год свет проходит путь примерно в 10^{13} км. Эта величина оказывается удобной в качестве единицы длины для огромных астрономических расстояний; она называется *световым годом*.

Наряду с этой единицей астрономы пользуются *парсеком*. Парсек (т. е. параллакс-секунда) — это расстояние, с которого радиус земной орбиты (150 млн км) виден под углом $1''$. Нетрудно подсчитать, что парсек равен примерно $3\frac{1}{4}$ светового года.

В настоящее время имеется возможность независимо измерять частоту ν и длину волны λ монохроматического света, поэтому скорость его $c = \lambda\nu$ может быть найдена и без кинематических измерений, осуществляемых прежними способами.

Глава XIX. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА И ЦВЕТА ТЕЛ

§ 159. Состояние вопроса о цвете тел до исследований Ньютона. Вопрос о причине различной окраски тел естественно занимал ум человека уже давно. Очень большое количество наблюдений, и чисто житейских, и научных, было в распоряжении исследователей, но вплоть до работ Ньютона (начавшихся около 1666 г.) в этом вопросе царила полная неопределенность. Считалось, что цвет есть свойство самого тела, хотя внимательное наблюдение обнаруживало, что в завсимости от времени дня или условий освещения нередко наблюдается очень значительное изменение в цвете тел. Существовало мнение, что различные цвета получаются как «смесь» света и темноты, т. е. смешивались два существенно различных понятия — цвет и освещенность. С незапамятных времен наблюдались превосходные (радужные) цвета радуги и даже было известно, что образование радуги связано с освещением дождевых капель.Так, французский физик Рене Декарт (1596–1650) наблюдал искусственную радугу на водяной пыли фонтанов и производил опыты по получению радуги со стеклянными шарами, наполненными водой. В 1637 г. Декарт объяснил форму и угловые размеры радуги на небесном своде, но причины цветов радуги и их последовательности ему оставались неясными.

Точно так же игра цветов в граненых алмазах и даже в стеклянных призмах была хорошо известна. На Востоке, в частности в Китае, украшения в виде стеклянных призм, дающих радужные блики, принадлежали к числу излюбленнейших. Европейцы неоднократно описывали эти китайские игрушки. И тем не менее никто не сопоставлял между собой эти многочисленные и разнообразные явления, и связь между великолепными красками радуги, играющей на небе, и цветом тел была открыта только в замечательных исследованиях Ньютона.

§ 160. Основное открытие Ньютона в оптике. Ньютон обратился к исследованию цветов, наблюдаемых при преломлении света, в связи с попытками усовершенствования телескопов. Стремясь получить линзы возможно лучшего качества, Ньютон убедился, что главным недостатком изображений является

наличие окрашенных краев. Как известно, это обстоятельство заставило его начать строить телескопы с зеркалом (рефлекторы) (§ 119). Исследуя окрашивание при преломлении, Ньютон сделал свои величайшие оптические открытия.

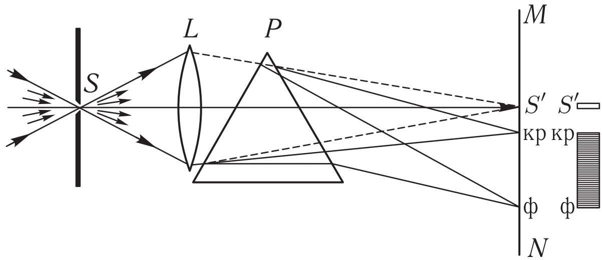


Рис. 309. Схема основного опыта Ньютона по дисперсии света. Расстояние от экрана до призмы достаточно велико, чтобы можно было различать отдельные цветные полосы

Сущность открытий Ньютона поясняется следующими опытами (рис. 309). Свет от фонаря освещает узкое отверстие S (щель). При помощи линзы L изображение щели получается на экране MN в виде короткого белого прямоугольника S'. Поместив на пути лучей призму P, ребро которой параллельно щели, обнаружим, что изображение щели сместится и превратится в окрашенную полоску, переходы цветов в которой от красного к фиолетовому подобны наблюдаемым в радуге. Это радужное изображение Ньютон назвал *спектром* [1] (рис. 310).

Если прикрыть щель цветным стеклом, т. е. если направлять на призму вместо белого света цветной, изображение щели сведется к цветному прямоугольнику, располагающемуся на соответствующем месте спектра, т. е. в зависимости от цвета свет будет отклоняться на различные углы от первоначального изображения S'. Описанное наблюдение показывает, что *лучи разного цвета различно преломляются призмой*.

Это важное заключение Ньютон проверил многими опытами. Важнейший из них состоял в определении показателя преломления лучей различного цвета, в ы д е л е н н ы х из спектра. Для этой цели в экране MN (рис. 309), на котором получается спектр, прорезалось отверстие; перемещая экран, можно было выпустить через отверстие узкий пучок лучей того или иного цвета. Такой способ выделения однородных лучей более совершенен, чем выделение при помощи цветного стекла. Опы-

[1] Спектр — лат. spectrum — видение.

ты обнаружили, что такой выделенный пучок, преломляясь во второй призме, уже не растягивается в полоску. Такому пучку соответствует определенный показатель преломления, значение которого зависит от цвета выделенного пучка.

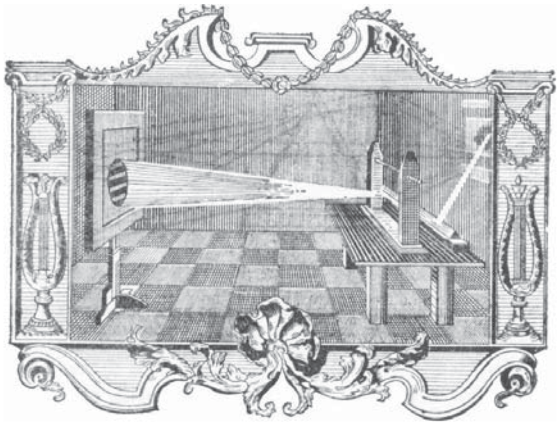


Рис. 310. Опыт Ньютона — разложение солнечного света. По рисунку академика Крафта, хранящемуся в кунсткамере Академии наук (XVIII век)

§ 161. Истолкование наблюдений Ньютона. Описанные опыты показывают, что для узкого цветного пучка, выделенного из спектра, показатель преломления имеет вполне определенное значение, тогда как преломление белого света можно только приблизительно охарактеризовать одним каким-то значением этого показателя. Сопоставляя подобные наблюдения, Ньютон сделал вывод, что существуют п р о с т ы е цвета, не разлагающиеся при прохождении через призму, и с л о ж н ы е, представляющие совокупность простых, имеющих разные показатели преломления. В частности, солнечный свет есть такая совокупность цветов, которая при помощи призмы разлагается, давая спектральное изображение щели.

Таким образом, в основных опытах Ньютона заключались два важных открытия: 1) *свет различного цвета характеризуется разными показателями преломления в данном веществе* (*дисперсия*) [1]); 2) *белый цвет есть совокупность простых цветов*.

[1]) *Дисперсия* — лат. dispersus — рассеянный, разбросанный. Наблюдавшееся Ньютоном явление следует точнее называть *дисперсией показателя*

Мы знаем в настоящее время, что разным цветам соответствуют различные длины световых волн. Поэтому первое открытие Ньютона можно сформулировать таким образом: *показатель преломления вещества зависит от длины световой волны*. Обычно он увеличивается по мере уменьшения длины волны.

Первое открытие Ньютона сохраняется в неизменной формулировке и до настоящего времени. Что же касается второго утверждения, то надо отметить значительную сложность вопроса о природе белого света. Эта проблема выходит за рамки излагаемого в этой книге материала.

Впрочем, для очень большого числа практических вопросов мы можем заменить белый свет совокупностью соответствующим образом подобранных простых (монохроматических) цветов, т. е. рассматривать белый свет как смесь этих цветов.

Открытие явления разложения белого света на цвета при преломлении позволило объяснить образование радуги и других подобных метеорологических явлений. Преломление света в водяных капельках или ледяных кристалликах, плавающих в атмосфере, сопровождается благодаря дисперсии в воде или льде разложением солнечного света. Рассчитывая направление преломления лучей в случае сферических водяных капель, мы получаем картину распределения цветных дуг, точно соответствующую наблюдаемым в радуге. Аналогично, рассмотрение преломления света в кристалликах льда позволяет объяснить явления кругов вокруг Солнца и Луны в морозное время года, образование так называемых ложных солнц, столбов и т. д.

§ 162. Дисперсия показателя преломления различных материалов. Измерения показателя преломления в зависимости от длины волны для разных веществ показывают, что дисперсия различных материалов может быть весьма различна. В табл. 9 приведены в качестве примера значения показателя преломления в зависимости от длины волны для двух сортов стекла и двух различных жидкостей.

На рис. 311 изображено, как выглядел бы спектр солнечного света, полученный при помощи призм одинаковой формы, сделанных из перечисленных в таблице материалов.

Различие в дисперсии для разных стекол позволяет исправлять хроматическую аберрацию, как об этом упоминалось в § 106.

преломления, ибо и другие оптические величины обнаруживают зависимость от длины волны (дисперсию).

Таблица 9. Зависимость показателя преломления от длины волны для разных веществ

Длина волны λ в нм (цвет)	Показатель преломления			
	стекло, тяжелый флинт	стекло, легкий крон	сероуглерод	вода
656,3 (красный)	1,6444	1,5145	1,6219	1,3311
589,3 (желтый)	1,6499	1,5170	1,6308	1,3330
486,1 (голубой)	1,6657	1,5230	1,6799	1,3371
404,7 (фиолетовый)	1,6852	1,5318	1,6990	1,3428

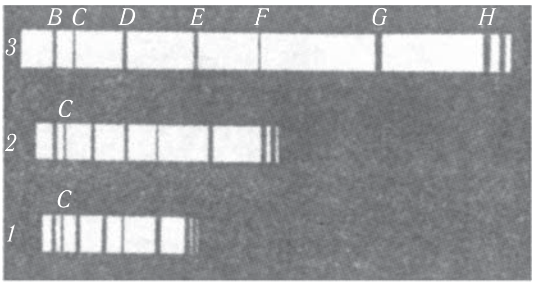


Рис. 311. Сравнительная дисперсия разных веществ: *1* — вода, *2* — легкий крон, *3* — тяжелый флинт. О темных линиях в спектре см. в § 178

§ 163. Дополнительные цвета. Как было сказано в § 160, основной опыт Ньютона состоял в разложении белого света в спектр. Естественно ожидать, что если мы смешаем все цвета полученного спектра, то вновь получится белый свет. Соответствующие опыты также были осуществлены Ньютоном. Смешение спектральных цветов можно осуществить, например, следующим образом. Направим на призму P (рис. 312) параллельный пучок белого света. На выходной грани призмы поместим диафрагму D и за призмой расположим линзу L. В главной фокальной плоскости MN линзы, где сходятся параллельные пучки различных цветов, получим цветную полоску *крф* (спектр), ибо лучи разных цветов падают на линзу под разными углами и, следовательно, собираются в разных точках фокальной плоскости. Но эти же цветные пучки лучей, проходящие через диафрагму D по разным направлениям, дадут благодаря линзе L изображение диафрагмы D в виде белого кружка в плоскости AB; в каждой точке изображения смешаны все лучи, которые входили в состав пучка белого света, упавшего на призму.

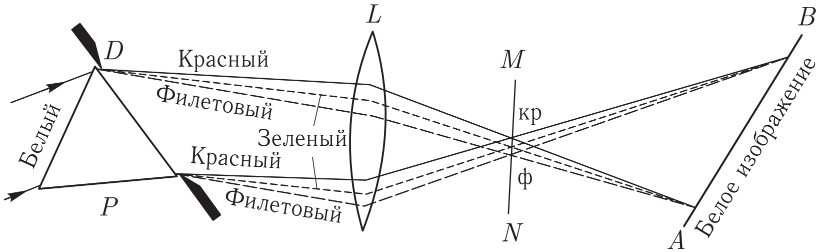


Рис. 312. Схематическое изображение опыта по смешению цветов. Рисунок имеет цветной дубликат (см. форзац)

Поместим теперь в плоскость MN, где получено резкое изображение спектра, какую-нибудь непрозрачную полоску (например, карандаш) так, чтобы она задержала какой-нибудь участок спектра, например зеленый (рис. 313). Тогда изображение окажется цветным и притом красным. Переместим карандаш так, чтобы он задерживал другие лучи спектра, например синие; изображение станет желтым. Перемещая карандаш параллельно самому себе вдоль MN, т. е. последовательно закрывая доступ то одним, то другим лучам, мы заставим изменяться окраску изображения, ибо при каждом положении карандаша в образовании изображения участвуют не все цвета лучей белого света, а лишь часть их.

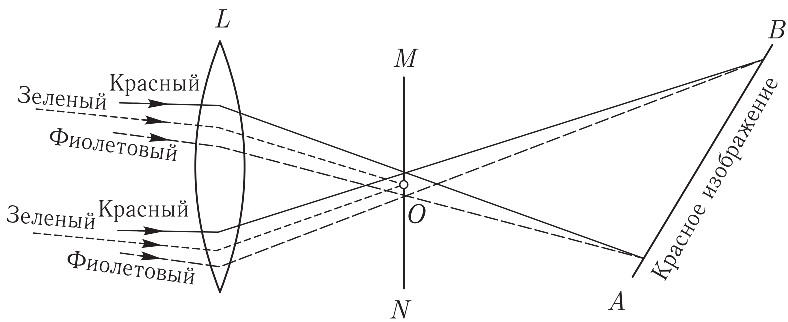


Рис. 313. Карандаш O задерживает часть спектра (зеленую). Рисунок имеет цветной дубликат (см. форзац)

Еще нагляднее становится подобный опыт, если отклонить часть лучей спектра в сторону, поместив на их пути зеркальце или призмочку (рис. 314).

В таком случае на экране AB мы получим два изображения, расположенных рядом друг с другом. Одно образовано отклоненными лучами, другое — всеми остальными лучами спектра.

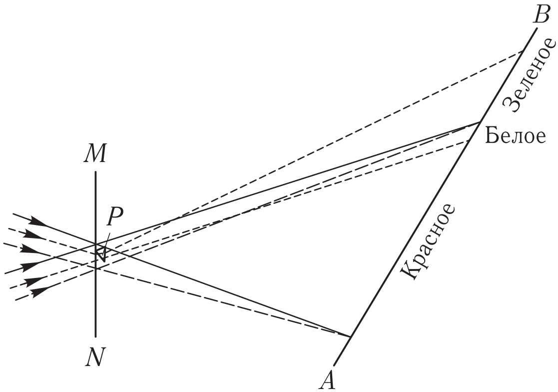


Рис. 314. Призмочка P отклоняет часть спектра (зеленую). Рисунок имеет цветной дубликат (см. форзац)

Оба изображения окажутся цветными. Если угол отклонения подобран так, что цветные изображения отчасти перекрывают друг друга, то общая часть изображения будет освещена всеми лучами спектра и будет белой.

Таким образом, общая картина будет подобна изображенной на рис. 315. Части A и B, покрытые простой штриховкой, окрашены в разные цвета, а часть C — белая. Цвета участков A к B носят название *дополнительных*, ибо они дополняют друг друга до белого цвета.

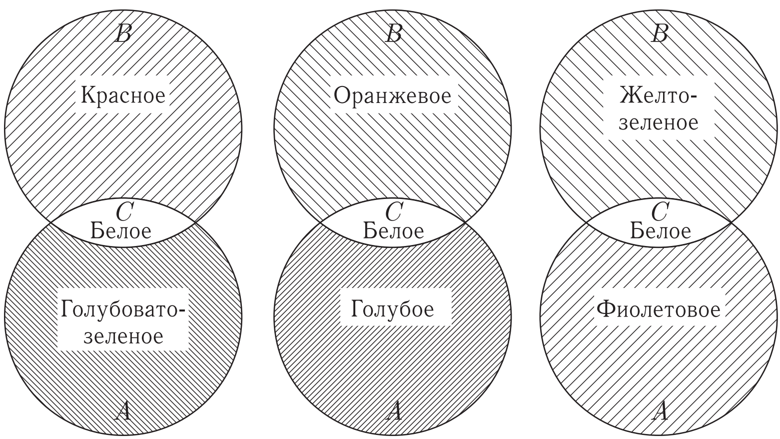


Рис. 315. Картины перекрытия изображений в дополнительных цветах, полученные по методу, схематически представленному на рис. 314. Рисунок имеет цветной дубликат (см. форзац)

Варьируя описанные опыты, можно подобрать весьма большое количество сочетаний дополнительных цветов. Некоторые из них приведены в табл. 10.

Таблица 10. Дополнительные цвета

Выделенная часть спектра	красная	оранжевая	желтая	желто-зеленая	зеленая	голубовато-зеленая
Цвет смеси оставшихся лучей	голубовато-зеленый	голубой	синий	фиолетовый	пурпурный	красный

Дополнительные цвета можно получать и при помощи соответственным образом подобранных цветных стекол. Если стекла выбраны удачно, то, получив с их помощью два цветных изображения, частично накладывающихся друг на друга, мы можем получить картину, подобную изображенной на рис. 315. Два дополнительных цвета в совокупности могут и не представлять собой всего спектра. Так, например, узкий участок красного цвета довольно удачно дополняет соответствующий участок зеленого. Однако наиболее совершенными дополнительными цветами являются цвета, полученные разделением спектра белого света на две части.

§ 164. Спектральный состав света различных источников. Опытами Ньютона было установлено, что солнечный свет имеет сложный характер. Подобным же образом, т. е. анализируя состав света при помощи призмы, можно убедиться, что свет большинства других источников (лампа накаливания, дуговой фонарь и т. д.) имеет такой же характер. Сравнивая спектры этих светящихся тел, обнаружим, что соответственные участки спектров обладают различной яркостью, т. е. в различных спектрах энергия распределена по-разному. Еще надежнее удостовериться в этом можно, если исследовать спектры при помощи термоэлемента (см. § 149).

Для обычных источников эти различия в спектре не очень значительны, однако их можно без труда обнаружить. Наш глаз даже без помощи спектрального аппарата обнаруживает различия в качестве белого света, даваемого этими источниками. Так, свет свечи кажется желтоватым или даже красноватым по сравнению с лампой накаливания, а эта последняя заметно желтее, чем солнечный свет.

Еще значительнее различия, если источником света вместо раскаленного тела служит трубка, наполненная газом, светя-

щимся под действием электрического разряда. Такие трубки употребляются в настоящее время для светящихся надписей или освещения улиц. Некоторые из этих *газоразрядных ламп* дают ярко желтый (натриевые лампы) или красный (неоновые лампы) свет, другие светятся беловатым светом (ртутные), ясно отличным по оттенку от солнечного. Спектральные исследования света подобных источников показывают, что в их спектре имеются только отдельные более или менее узкие цветные участки.

В настоящее время научились изготовлять газоразрядные лампы, свет которых имеет спектральный состав, очень близкий к солнечному. Такие лампы получили название *ламп дневного света* (см. § 186).

Если исследовать свет солнца или дугового фонаря, профильтрованный через цветное стекло, то он окажется заметно отличным от первоначального. Глаз оценит этот свет как цветной, а спектральное разложение обнаружит, что в спектре его отсутствуют или очень слабы более или менее значительные участки спектра источника.

§ 165. Свет и цвета тел. Опыты, описанные в § 164, показывают, что свет, вызывающий в нашем глазу ощущение того или иного цвета, обладает более или менее сложным спектральным составом. При этом оказывается, что глаз наш представляет собой довольно несовершенный аппарат для анализа света, так что лучи разнообразного спектрального состава могут иногда производить почти одинаковое цветовое впечатление. Тем не менее именно при помощи глаза мы получаем знание о всем многообразии цветов в окружающем мире.

Случаи, когда свет от источника направляется непосредственно в глаз наблюдателя, сравнительно редки. Гораздо чаще свет предварительно проходит через тела, преломляясь и частично поглощаясь в них, либо в более или менее полной степени отражаясь от их поверхности.

Таким образом, спектральный состав света, дошедшего до нашего глаза, может оказаться значительно измененным благодаря описанным выше процессам отражения, поглощения и т. д. В громадном большинстве случаев все подобные процессы ведут только к ослаблению тех или иных спектральных участков и могут даже полностью устранить некоторые из таких участков, но не добавляют к свету, пришедшему от источника, излучения тех длин волн, которых в нем не было. Однако и такие процессы могут иметь место (например, в явлениях флюоресценции).

§ 166. Коэффициенты поглощения, отражения и пропускания. Цвет различных предметов, освещенных одним и тем же источником света (например, Солнцем), бывает весьма разнообразен, несмотря на то, что все эти предметы освещены светом одного состава. Основную роль в таких эффектах играют явления отражения и пропускания света. Как уже было выяснено, световой поток, падающий на тело, частично отражается (рассеивается), частично пропускается и частично поглощается телом. Доля светового потока, участвующего в каждом из этих процессов, определяется с помощью соответствующих коэффициентов: отражения ρ, пропускания τ и поглощения α (см. § 76).

Каждый из указанных коэффициентов (α, ρ, τ) может зависеть от длины волны (цвета), благодаря чему и возникают разнообразные эффекты при освещении тел. Нетрудно видеть, что какое-либо тело, у которого, например, для красного света коэффициент пропускания велик, а коэффициент отражения мал, а для зеленого, наоборот, будет казаться красным в проходящем свете и зеленым в отраженном. Такими свойствами обладает, например, хлорофилл — зеленое вещество, содержащееся в листьях растений и обусловливающее зеленый цвет их. Раствор (вытяжка) хлорофилла в спирту оказывается на просвет красным, а на отражении — зеленым.

Тела, у которых для всех лучей поглощение велико, а отражение и пропускание очень малы, будут черными непрозрачными телами (например, сажа). Для очень белого непрозрачного тела (окись магния) коэффициент ρ близок к единице для всех длин волн, а коэффициенты α и τ очень малы. Вполне прозрачное стекло имеет малые коэффициенты отражения ρ и поглощения α и коэффициент пропускания τ, близкий к единице для всех длин волн; наоборот, у окрашенного стекла для некоторых длин волн коэффициенты τ и ρ равны практически нулю и соответственно значение коэффициента α близко к единице. Различие в значениях коэффициентов α, τ и ρ и их зависимость от цвета (длины волны) обусловливают чрезвычайное разнообразие в цветах и оттенках различных тел.

§ 167. Цветные тела, освещенные белым светом. Окрашенные тела кажутся цветными при освещении белым светом. Если слой краски достаточно толст, то цвет тела определяется ею и не зависит от свойств лежащих под краской слоев. Обычно краска представляет собой мелкие зернышки, избирательно рассеивающие свет и погруженные в прозрачную связывающую их

массу, например масло. Коэффициенты α, ρ и τ этих зернышек и определяют собой свойства краски.

Действие краски схематически изображено на рис. 316. Самый верхний слой отражает практически одинаково все лучи, т. е. от него идет белый свет. Доля его не очень значительна, около 5%. Остальные 95% света проникают в глубь краски и, рассеиваясь ее зернами, выходят наружу. При этом происходит поглощение части света в зернах краски, причем те или иные спектральные участки поглощаются в большей или меньшей степени в зависимости от цвета краски. Часть света, проникающая еще глубже, рассеивается на следующих слоях зерен и т. д. В результате тело, освещенное белым светом, будет иметь цвет, обусловленный значениями коэффициентов α, τ и ρ для зерен покрывающей его краски.

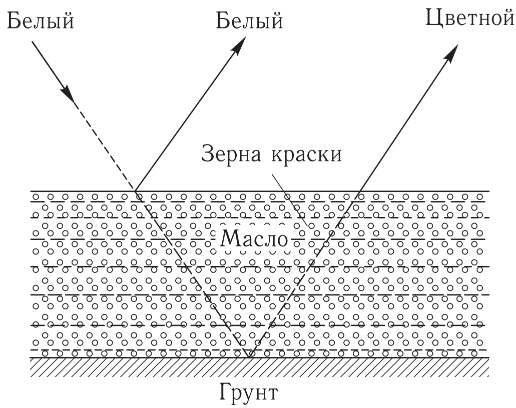


Рис. 316. Схема действия слоя краски

Краски, поглощающие падающий на них свет в очень тонком слое, называются *кроющими*. Краски, действие которых обусловлено участием многих слоев зерен, носят название *лессировочных*. Последние позволяют добиваться очень хороших эффектов путем смешивания нескольких сортов цветных зерен (стирание на палитре). В результате можно получить разнообразные цветовые эффекты. Интересно отметить, что смешение лессировочных красок, соответствующих дополнительным цветам, должно привести к очень темным оттенкам. Действительно, пусть в краске смешаны красные и зеленые зерна. Свет, рассеянный красными зернами, будет поглощаться зелеными и наоборот, так что из слоя краски свет почти не будет выходить. Таким образом, смешение красок дает совершенно иные результаты,

чем смешение света соответствующих цветов. Это обстоятельство должен иметь в виду художник при смешивании красок.

§ 168. Цветные тела, освещенные цветным светом. Все вышесказанное относится к освещению белым светом. Если же спектральный состав падающего света значительно отличается от дневного, то эффекты освещения могут быть совершенно иными. Яркие красочные места цветной картины выглядят темными, если в падающем свете отсутствуют как раз те длины волн, для которых эти места имеют большой коэффициент отражения. Даже переход от дневного освещения к искусственному вечернему может значительно изменить соотношение оттенков. В дневном свете относительная доля желтых, зеленых и синих лучей гораздо больше, чем в искусственном свете. Поэтому желтые и зеленые материи кажутся при вечернем освещении более тусклыми, чем днем, а синяя при дневном свете ткань нередко кажется совсем черной при лампах. С этим обстоятельством должны считаться художники и декораторы, выбирающие краски для театрального представления или для парада, происходящего днем на открытом воздухе.

Во многих производствах, где важна правильная оценка оттенков, например при сортировке пряжи, работа при вечернем освещении очень затруднена или даже совсем невозможна. Поэтому в подобных условиях рационально применение ламп дневного света, т. е. ламп, спектральный состав света которых был бы по возможности близок к спектральному составу дневного освещения (см. § 187).

§ 169. Маскировка и демаскировка. Даже при ярком освещении мы не в состоянии различать тела, цвет которых не отличается от цвета окружающего фона, т. е. тела, для которых коэффициент ρ имеет для всех длин волн практически те же значения, что и для фона. Поэтому, например, так трудно различить животных с белым мехом или людей в белой одежде на снежной равнине. Этим пользуются в военном деле для цветовой маскировки войск и военных объектов. В природе, в процессе естественного отбора, многие животные приобрели защитную окраску (мимикрия).

Из вышеизложенного понятно, что наиболее совершенной маскировкой является подбор такой окраски, у которой коэффициент отражения ρ для в с е х   д л и н   в о л н имеет те же значения, что и у окружающего фона. Практически этого очень трудно достичь, и поэтому нередко ограничиваются подбором близких коэффициентов отражения для излучения, которое играет особо важную роль при дневном освещении и наблюдении глазом.

Это — по преимуществу желто-зеленая часть спектра, к которой особенно чувствителен глаз и которая сильнее других представлена в солнечном (дневном) свете. Однако если замаскированные с таким расчетом объекты наблюдать не глазом, а фотографировать, то маскировка может утратить свое значение. Действительно, на фотографическую пластинку особенно сильно действует фиолетовое и ультрафиолетовое излучение. Поэтому, если для этой области спектра коэффициенты отражения у объекта и фона заметно отличаются друг от друга, то при наблюдении глазом такой д е ф е к т маскировки останется незамеченным, но он резко даст себя знать на фотографии. Так же отчетливо скажется несовершенство маскировки, если вести наблюдение через светофильтр, практически устраняющий те длины волн, на которые маскировка по преимуществу рассчитана, например через синий фильтр. Несмотря на значительное понижение яркости всей картины при рассматривании через такой фильтр, на ней могут выступать детали, которые были скрыты при наблюдении в белом свете. Соединение фильтра с фотографией может дать особенно сильный эффект. Поэтому при подборе маскирующих цветов надо быть внимательным к определению ρ для довольно широкой области спектра, в том числе для инфракрасной и ультрафиолетовой.

Светофильтрами пользуются иногда, чтобы улучшить правильную передачу освещенности при фотографировании. Ввиду того, что максимумы чувствительности глаза и фотопластинки лежат в разных областях (для глаза — желто-зеленая, для фотопластинки — сине-фиолетовая), зрительное и фотографическое впечатления могут быть довольно различными. Фигура девушки, одетой в желтую блузку и фиолетовую юбку, кажется глазу светлой в верхней своей части и темной в нижней. На фотографической же карточке она может казаться одетой в темную блузку и светлую юбку. Если же перед фотографическим объективом поставить желтый светофильтр, он изменит соотношение освещенностей юбки и блузки в сторону, приближающуюся к зрительному впечатлению. Применяя, сверх того, фотопленку с повышенной по сравнению с обычными чувствительностью к длинным волнам (ортохроматические), мы можем добиться довольно правильной передачи освещенности фигуры.

§ 170. Насыщенность цветов. Кроме обозначения цвета — красный, желтый, синий и т. д., — мы нередко различаем цвет по н а с ы щ е н н о с т и, т. е. по чистоте оттенка, отсутствию белесоватости. Примером глубоких, или насыщенных, цветов

являются спектральные цвета. В них представлена узкая область длин волн без примеси других цветов. Цвета же тканей и красок, покрывающих предметы, обычно бывают менее насыщенными и в большей или меньшей степени белесоватыми. Причина лежит в том, что коэффициент отражения большинства красящих веществ не равняется нулю ни для одной длины волны. Таким образом, при освещении окрашенной ткани белым светом мы наблюдаем в рассеянном свете по преимуществу одну область цвета (например, красную), но к ней примешивается заметное количество и других длин волн, дающих в совокупности белый свет. Но если такой рассеянный тканью свет с преобладанием одного цвета (например, красного) направить не прямо в глаз, а заставить вторично отразиться от той же ткани, то доля преобладающего цвета значительно усилится по сравнению с остальными и белесоватость уменьшится. Многократное повторение такого процесса (рис. 317) может привести к получению достаточно насыщенного цвета.

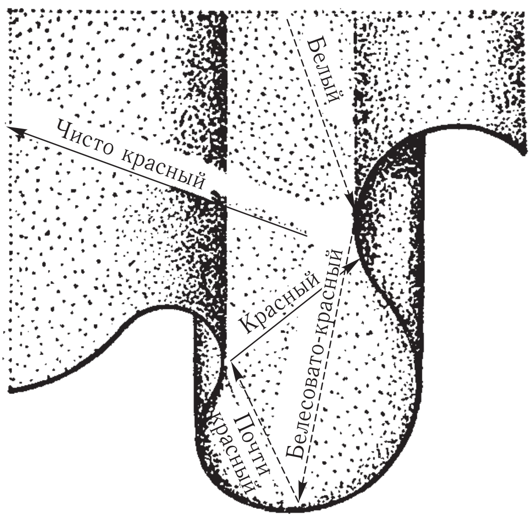


Рис. 317. Получение насыщенного цвета при отражении от красной драпировки

Если интенсивность падающего света какой-либо длины волны обозначить через I, а коэффициент отражения для той же длины волны — через ρ, то получим после однократного отражения интенсивность $I\rho$, после двукратного $I\rho^2$, после трехкратного $I\rho^3$ и т. д. Отсюда видно, что если ρ для какого-то узкого спектрального участка равняется, например, 0,7, а для остальных равняется 0,1, то после

однократного отражения примесь белого цвета составляет 1/7, т. е. около 15%, после двукратного отражения 1/49, т. е. около 2%, и после трехкратного 1/343, т. е. меньше 0,3%. Такой свет можно считать вполне насыщенным.

Описанным явлением объясняется насыщенность цветов бархатных тканей, ниспадающих складками драпировок или реющих знамен. Во всех этих случаях имеются многочисленные углубления (бархат) или складки окрашенной материи. Падая на них, белый свет претерпевает многократное отражение, прежде чем достигнет глаза наблюдателя. При этом, конечно, ткань представляется более темной, чем, например, гладкая натянутая полоса цветного сатина; но насыщенность цвета увеличивается чрезвычайно сильно, и ткань выигрывает в красоте.

В § 167 мы упоминали, что поверхностный слой любой краски всегда рассеивает белый свет. Это обстоятельство портит насыщенность цветов картины. Поэтому картины, писанные масляными красками, обычно покрывают слоем лака. Заливая все неровности краски, лак создает гладкую зеркальную поверхность картины. Белый свет от этой поверхности не рассеивается во все стороны, а отражается по определенному направлению. Конечно, если смотреть на картину с неудачно выбранной позиции, то такой свет будет очень мешать («отсвечивание»). Но если рассматривать картину с других мест, то благодаря лаковому покрытию белый свет от поверхности в этих направлениях не распространяется, и цвета картины выигрывают в насыщенности.

§ 171. Цвет неба и зорь. Изменение спектрального состава света, отраженного или рассеянного поверхностью тел, связано с наличием избирательного поглощения и отражения, выражающегося в зависимости коэффициентов α и ρ от длины волны.

В природе играет большую роль еще одно явление, ведущее к изменению спектрального состава солнечного света. Свет, доходящий до наблюдателя от участков безоблачного небесного свода, далеких от Солнца, характеризуется довольно насыщенным голубым или даже синим оттенком. Несомненно, что свет неба есть солнечный свет, рассеиваемый в толще воздушной атмосферы и поэтому доходящий до наблюдателя со всех сторон, даже по направлениям, далеким от направления на Солнце. Рис. 318 поясняет происхождение рассеянного света неба.

Теоретическое исследование и опыты показали, что такое рассеяние происходит благодаря молекулярному строению воздуха;

даже вполне свободный от пыли воздух рассеивает солнечный свет. Спектр рассеянного воздухом света заметно отличается от спектра прямого солнечного света: в солнечном свете максимум энергии приходится на желто-зеленую часть спектра, а в свете

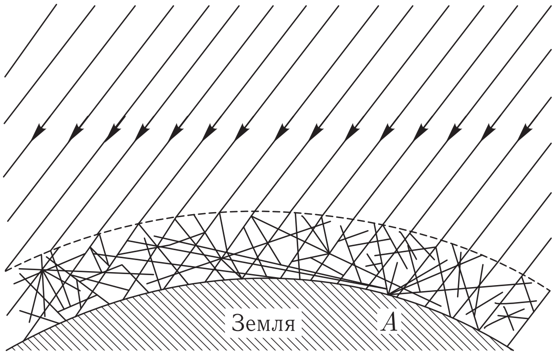


Рис. 318. Происхождение цвета неба (свет Солнца, рассеянный атмосферой). До поверхности Земли (например, точки A) доходит как прямой свет Солнца, так и свет, рассеянный в толще атмосферы. Цвет этого рассеянного света и называется цветом неба

неба максимум передвинут к голубой части. Причина лежит в том, что *короткие световые волны рассеиваются значительно сильнее длинных*. По расчетам английского физика Джона Стретта лорда Рэлея (1842–1919), подтвержденным измерениями, интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны, если рассеивающие частицы малы по сравнению с длиной волны света, следовательно, фиолетовые лучи рассеиваются почти в 9 раз сильнее красных. Поэтому желтоватый свет Солнца при рассеянии превращается в голубой цвет неба. Так обстоит дело при рассеянии в чистом воздухе (в горах, над океаном). Наличие в воздухе сравнительно крупных частичек пыли (в городах) добавляет к рассеянному голубому свету свет, отраженный частичками пыли, т. е. почти неизмененный свет Солнца. Благодаря этой примеси цвет неба становится в этих условиях более белесоватым.

Преимущественное рассеяние коротких волн приводит к тому, что доходящий до Земли прямой свет Солнца оказывается более ж е л т ы м, чем при наблюдении с большой высоты. На пути через толщу воздуха свет Солнца частично рассеивается в стороны, причем сильнее рассеиваются короткие волны, так что достигший Земли свет становится относительно богаче излучением длинноволновой части спектра. Это явление особенно

резко сказывается при восходе и закате Солнца (или Луны), когда прямой свет проходит значительно бо́льшую толщу воздуха (рис. 319). Благодаря этому Солнце и Луна на восходе

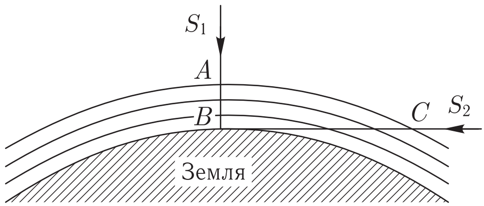


Рис. 319. Объяснение красного цвета Луны и Солнца на восходе и закате: S_1 — светило в зените — короткий путь в атмосфере (AB); S_2 — светило на горизонте — длинный путь в атмосфере (CB)

(или закате) имеют медно-желтый, иногда даже красноватый оттенок. В тех случаях, когда в воздухе имеются очень мелкие (значительно меньшие длины волны) частички пыли или капельки влаги (туман), рассеяние, вызываемое ими, также идет по закону, близкому к закону Рэлея, т. е. по преимуществу рассеиваются короткие волны. В этих случаях восходящее и заходящее Солнце может быть совершенно красным. В красный же цвет окрашиваются и плавающие в атмосфере облака. Таково происхождение прекрасных розовых и красных оттенков утренней и вечерней зорь.

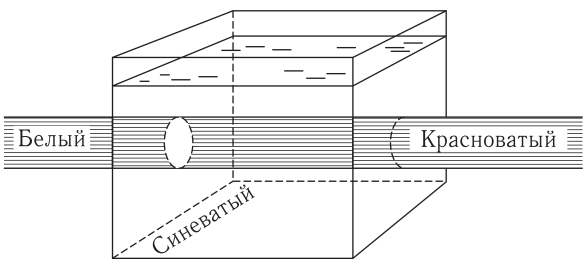


Рис. 320. Рассеяние света мутной жидкостью: падающий свет — белый, рассеянный свет — синеватый, проходящий свет — красноватый

Можно наблюдать описанное изменение цвета при рассеянии, если пропустить пучок света от фонаря через сосуд (рис. 320), наполненный мутной жидкостью, т. е. жидкостью, содержащей мелкие взвешенные частицы (например, водой с несколькими каплями молока). Свет, идущий в стороны (рассеянный), заметно синее, чем прямой свет фонаря. Если толща мутной жидкости

довольно значительна, то свет, прошедший сквозь сосуд, теряет при рассеянии столь значительную часть коротковолновых лучей (синих и фиолетовых), что оказывается оранжевым и даже красным.

В 1883 г. произошло сильнейшее извержение вулкана на острове Кракатау, наполовину разрушившее остров и выбросившее в атмосферу огромное количество мельчайшей пыли. На протяжении нескольких лет пыль эта, развеянная воздушными течениями на огромные расстояния, засоряла атмосферу, обусловливая интенсивные красные зори.

Глава XX. **СПЕКТРЫ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ**

§ 172. Спектральные аппараты. Свечение тел тесно связано с процессами, происходящими в атомах и молекулах. Поэтому исследование свечения явилось важным средством для уяснения строения молекул и атомов.

Существенные различия в характере свечения устанавливаются при изучении спектров светящихся тел. Для получения спектров используется дифракционная решетка или чаще призма. Принцип получения спектра при помощи призмы изложен в § 160. Для того чтобы спектр был возможно более четким, т. е. чтобы различные спектральные области хорошо разделялись между собой, спектральному аппарату придается более сложное, чем указано в § 160, устройство, схематически изображенное на рис. 321.

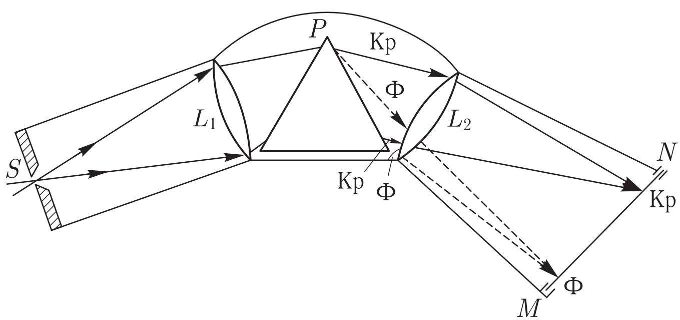


Рис. 321. Схема устройства спектрографа: S — щель, L_1 — объектив коллиматора, P — призма, L_2 — объектив камеры, MN — матовое стекло или фотопластинка

Левая часть аппарата — *коллиматор* SL_1 — состоит из узкой щели S, расположенной в главной фокальной плоскости объектива L_1; благодаря этому свет, упавший на щель, выходит из коллиматора параллельным пучком и падает на призму. Из призмы он также выходит параллельным пучком. Но так как лучи разной длины волны (разного цвета)

отклоняются призмой на разные углы (дисперсия), то из призмы выходят параллельные пучки разного направления; благодаря этому свет собирается вторым объективом L_2 в различных точках его фокальной плоскости MN. В этой плоскости получаются, следовательно, изображения щели S, но так, что изображения, соответствующие разным длинам волн, приходятся на разные места плоскости MN. Расположив в плоскости MN матовое стекло или фотографическую пластинку, мы получим на ней четкое изображение спектра. Если свет, падающий на щель S, представляет собой смесь нескольких монохроматических пучков, то спектр имеет вид отдельных изображений щели в разных длинах волн, т. е. имеет вид отдельных узких линий, разделенных темными промежутками. Если на щель падает белый свет, то все отдельные изображения щели сливаются в цветную полосу.

Аппараты, в которых спектр изображается на фотопластинке, носят название *спектрографов*. Иногда вместо камеры L_2MN помещают зрительную трубу и наблюдают спектр глазом. В этих случаях спектральный аппарат принято называть *спектроскопом*. Призма изготовляется из стекла, обладающего значительной дисперсией, либо из кварца, флюорита или каменной соли, если спектрограф предназначен для работы в ультрафиолетовой или инфракрасной частях спектра. Из соответствующих материалов делают и объективы.

§ 173. Типы спектров испускания. Направив на щель спектрографа свет от солнца, лампы накаливания, свечи и т. д., мы получим спектры, имеющие вид сплошной полоски, в которой представлены все длины волн, идущие непрерывной чередой. Такие спектры называются *сплошными* или *непрерывными*.

Иной вид имеет спектр, если в качестве источника света использовать светящиеся газы. Направим, например, на спектрограф свет газоразрядной лампы, в которой светится пар ртути. Наблюдаемый спектр имеет вид, изображенный на рис. 322. Он состоит из отдельных резких линий, представляющих собой изображение щели спектрографа в отдельных длинах волн. Каждая линия представляет по существу узкий спектральный интервал, охватывающий некоторый набор длин волн; но интервал этот так узок, что его можно практически считать соответствующим одной определенной длине волны. Приведенный на рис. 322 в качестве примера спектр ртути характерен для свечения газов или паров. Такие спектры принято называть *линейчатыми*. Разнообразные пары или газы могут давать

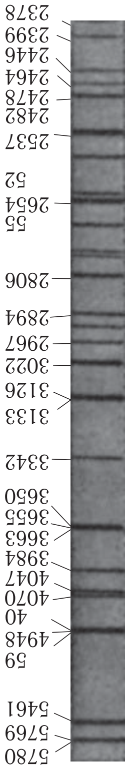


Рис. 322. Спектр пара ртути (длины волн — в ангстремах)

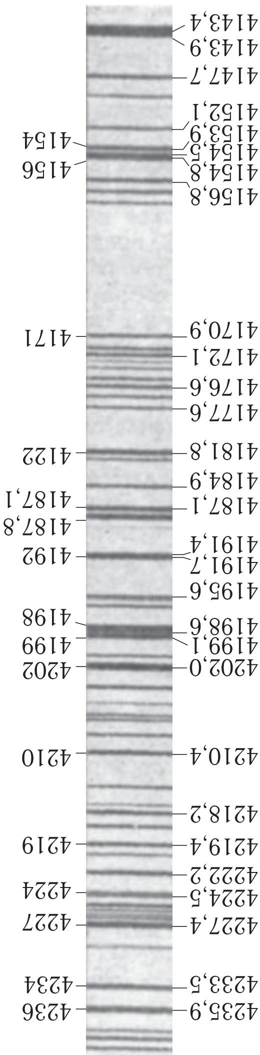


Рис. 323. Небольшой участок спектра железа (от 4143 до 4236 Å)

спектры, отличающиеся положением спектральных линий (т. е. их длиной волны), а также числом их и распределением по спектру. Спектр пара ртути сравнительно беден линиями; наоборот, в спектре пара железа, например, насчитывается несколько тысяч отдельных спектральных линий (рис. 323), распределенных по видимой и ультрафиолетовой областям спектра.

При изучении спектров паров или газов наблюдаются также спектры, состоящие из отдельных полос, разделенных темными промежутками. Некоторые из этих полос при более тщательном исследовании оказываются состоящими из очень большого числа отдельных линий, другие же представляют собой

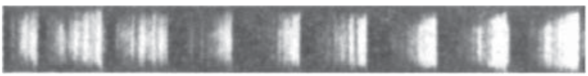


Рис. 324. Спектр пара иода

действительно сплошные полоски. Такого типа спектры принято называть *полосатыми*. Рис. 324 дает пример такого спектра, наблюдаемого при свечении пара иода.

§ 174. Происхождение спектров различных типов. Исследование показало, что тип спектра определяется характером светящегося объекта.

Сплошные спектры получаются в результате свечения твердых или жидких тел. В пламени свечи светятся раскаленные частицы угля, в электрической лампочке — накаленная металлическая нить. Такие же спектры дают и расплавленные металлы, а также светящиеся газы или пары, если они обладают значительной плотностью, т. е. находятся под очень высоким давлением. В частности, сплошной спектр Солнца представляет собой, по-видимому, свечение паров высокой плотности.

Линейчатые и *полосатые* спектры характерны для свечения газов или паров малой плотности. Линейчатые спектры испускаются светящимися атомами. Многие газы состоят из отдельных атомов, например пары металлов и так называемые инертные газы — гелий, неон, аргон и др. Газы, состоящие из молекул, например водород, кислород, пар иода и др., могут при возбуждении распадаться на атомы (диссоциировать). Такие атомарные газы дают линейчатые спектры. Но можно вызвать свечение и целых молекул, не разбивая их на атомы. В таком случае испускаются полосатые спектры. При возбуждении таких многоатомных газов или паров нередко

происходит частичная диссоциация и наблюдается одновременно и линейчатый и полосатый спектры.

Свечение атомов и молекул в парах и газах можно вызвать нагреванием. Например, в пламени газовой горелки можно наблюдать полосы, соответствующие свечению молекул циана, представляющих соединение углерода и азота (CN). Если в пламя внести крупинку поваренной соли (хлористого натрия, NaCl), то пламя окрашивается в интенсивный желтый цвет, и спектральный аппарат обнаруживает в желтой части спектра две близко расположенные линии, характерные для спектра паров натрия. Это означает, что в пламени горелки молекулы хлористого натрия распались на атомы натрия и хлора, свечение атомов натрия легко наблюдается, свечение же атомов хлора возбудить не легко, и оно обычно слишком слабо. Гораздо чаще для возбуждения спектров атомов и молекул пользуются явлениями электрического разряда в газах. В этом случае трубка с электродами, через которую пропускают электрический ток, наполняется газом при низком давлении.

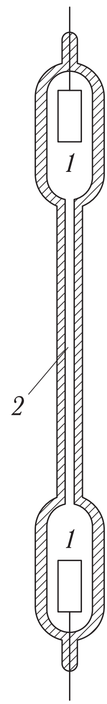


Рис. 325. Трубка тлеющего разряда

В этих условиях разряд имеет характер тлеющего (см. т. II, § 100). Нередко трубке тлеющего разряда придают форму, указанную на рис. 325, с тем чтобы сконцентрировать свечение в узкой части, что удобно для освещения щели спектрографа. На этом рисунке *1* — электроды, *2* — узкая часть, где плотность тока (т. е. ток, рассчитанный на единицу площади) и яркость свечения имеют наибольшее значение. Для той же цели может служить электрическая искра или дуга между исследуемыми электродами.

Если повышать давление светящегося пара или газа, то спектральные линии начинают расширяться, захватывая больший спектральный интервал. При очень больших давлениях (сотни и больше атмосфер) линейчатый спектр постепенно переходит в сплошной, характерный для сжатых газов.

§ 175. Спектральные закономерности. Линейчатый спектр атома представляет собой совокупность большого числа линий, разбросанных по всему спектру без всякого видимого

порядка. Однако внимательное изучение спектров показало, что расположение линий следует определенным закономерностям. Яснее всего, конечно. эти закономерности выступают на сравнительно простых спектрах, характерных для простых атомов. Впервые такая закономерность была установлена для спектра водорода, изображенного на рис. 326.

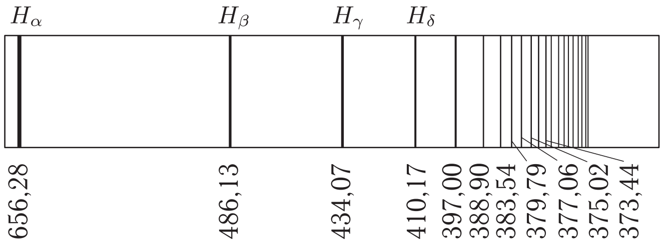


Рис. 326. Линейчатый спектр водорода (серия Бальмера, длины волн в нанометрах). H_α, H_β, H_γ и H_δ — обозначения первых четырех линий серии, лежащих в видимой области спектра

В 1885 г. швейцарский физик и математик Иоганн Якоб Бальмер (1825–1898) установил, что частоты отдельных линий водорода выражаются простой формулой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

где ν означает частоту света, т. е. число волн, испускаемых в единицу времени, R — называемая *постоянной Ридберга* величина, равная $3{,}28984 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, и m — целое число. Если задавать для m значения 3, 4, 5 и т. д., то получаются значения, очень хорошо совпадающие с частотами последовательных линий спектра водорода. Совокупность этих линий составляет *серию Бальмера*.

В дальнейшем было обнаружено, что в спектре водорода еще имеются многочисленные спектральные линии, которые также составляют серии, подобные серии Бальмера. Частоты этих линий могут быть представлены формулами

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2}\right), \text{ где } m = 2, 3, 4, \ldots \text{ (серия Лаймана)},$$

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right), \text{ где } m = 4, 5, 6, \ldots \text{ (серия Пашена)},$$

причем R имеет то же самое числовое значение, что и в формуле Бальмера. Таким образом, все водородные серии можно объеди-

нить одной формулой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

где n и m — целые числа, причем $m \geqslant n + 1$ [1]).

Спектры других атомов значительно сложнее, и распределение их линий в серии не так просто. Оказалось, однако, что спектральные линии всех атомов могут быть распределены в серии. Крайне важно, что сериальные закономерности для всех атомов могут быть представлены в форме, подобной формуле Бальмера, причем постоянная R имеет почти одно и то же значение для всех атомов.

Существование спектральных закономерностей, общих для всех атомов, указывало несомненно на глубокую связь этих закономерностей с основными чертами атомной структуры. Действительно, датский физик, создатель квантовой теории атома Нильс Бор (1885–1962) в 1913 г. нашел ключ к пониманию этих закономерностей, установив в то же время основы современной теории атома (см. гл. XXII).

§ 176. Спектральный анализ по спектрам испускания. Каждый атом испускает свои определенные спектральные линии, составляющие его спектр. Различные атомы имеют иногда отдельные с л у ч а й н о совпадающие линии, но спектр атома в целом вполне характерен для этого атома. Поэтому появление совокупности спектральных линий, принадлежащих какому-нибудь атому, является верным признаком того, что данный элемент находится среди светящихся паров источника. Это важное правило было установлено немецкими физиком Густавом Кирхгофом (1824–1887) и химиком Робертом Бунзеном (1811–1899) в 1859 г. и послужило основанием для создания спектрального метода химического анализа. При его помощи можно открывать присутствие интересующего нас элемента даже в том случае, когда количество этого элемента очень мало. Примесь вещества, масса которого составляет 10^{-7}–10^{-8} г, может быть надежно установлена; в некоторых особо благоприятных случаях обнаруживаются и вещества, масса которых не превышает 10^{-10} г.

Кирхгоф и Бунзен сделали при помощи своего метода несколько важных открытий. Исследуя спектр пара смеси соединений щелочных металлов (лития, натрия и калия), они

[1]) Кроме приведенных выше трех серий, в спектре водорода обнаружены еще три серии: серия Брэкета ($n = 4$), серия Пфунда ($n = 5$) и серия Хамфри ($n = 6$).

обнаружили, что, кроме линий, принадлежащих известным металлам, имеется налицо ряд новых линий. Ими было высказано предположение, что в смеси присутствуют новые, еще не известные химикам элементы. Действительно, путем соответствующей обработки удалось выделить два новых элемента, которые получили названия *рубидий* и *цезий*. Впоследствии при помощи спектрального анализа было открыто еще несколько неизвестных элементов (*таллий, индий, галлий*).

Интересно отметить, что элемент, получивший название *галлий*, был предсказан Д. И. Менделеевым под названием *экаалюминий*. Менделеев описал предполагаемые свойства элемента и указал, что его следует искать с помощью спектрального анализа. Ниже предсказания Менделеева сопоставлены с описанием, данным Буабодраном, открывшим и исследовавшим этот новый элемент [1]).

Свойства экаалюминия (Ea), предсказанные Менделеевым

1. Атомный вес — около 68.
2. Металл с удельным весом 5,9; низкая точка плавления; не летучий, не окисляется на воздухе; будет разлагать пары воды при температуре красного каления; будет растворяться в кислотах и щелочах.
3. Окисел: формула Ea_2O_3, удельный вес 5,5; будет растворяться в кислотах, образуя соль типа EaX_3. Гидроокись будет растворяться в кислотах и щелочах.
4. Соли: будут иметь тенденцию образовывать основные соли; сульфаты будут образовывать квасцы; сульфиды будут осаждаться под действием N_2S или $(NH_4)_2S$. Безводный хлорид будет более летуч, чем хлорид цинка.
5. Элемент будет, вероятно, открыт с помощью спектрального анализа.

Свойства галлия (Ga), описанные Буабодраном

1. Атомный вес — 69,9 [2]).
2. Металл с удельным весом 5,94; точка плавления 30,15°; не летуч при умеренной температуре, не изменяется на воздухе; действие на пары воды неизвестно; слабо растворим в кислотах и щелочах.
3. Окисел: Ga_2O_3, удельный вес неизвестен; растворим в кислотах, образует соли типа GaX_3. Гидроокись растворяряется в кислотах и щелочах.
4. Соли: легко гидролизируются и дают основные соли; квасцы неизвестны; сульфид осаждается под действием N_2S и $(NH_4)_2S$ при специальных условиях; безводный хлорид более летуч, чем хлорид цинка.
5. Галлий был открыт с помощью спектроскопа.

[1]) Мы сохранили терминологию оригинальных статей. В настоящее время вместо атомного веса следует говорить об относительной атомной массе A_r, а вместо удельного веса — о плотности ρ.

[2]) По современным уточненным данным $A_r = 69{,}72$, $\rho = 5{,}904$ г/см^3.

В 1895 г. в спектре Солнца были установлены новые линии, которые были приписаны новому газу, получившему название *гелий* [1]).

Некоторое время спустя на Земле был обнаружен в чистом виде газ, спектр которого оказался тождественным со спектром гипотетического гелия. Таким образом, догадка о наличии в составе Солнца нового элемента была подтверждена.

Пример с гелием не только очень поучителен, но он одновременно показывает, какое значение спектральный анализ имеет для решения вопроса о составе небесных тел, недоступных прямому химическому исследованию. В настоящее время благодаря спектральному анализу мы имеем довольно полные сведения о составе Вселенной и установили, что она построена из тех же элементов, которые имеются и на Земле. Данные, полученные на космических кораблях и спутниках, подтверждают и дополняют наши сведения о составе Луны и планет.

По существованию в спектре определенных спектральных линий можно с несомненностью судить о присутствии какого-либо элемента в изучаемой смеси, т. е. делать *качественный анализ*. Наблюдение же над интенсивностью соответствующей спектральной линии позволяет судить и о количестве данного элемента в пробе. Эта задача гораздо более сложная потому, что хотя интенсивность спектральных линий возрастает вместе с концентрацией данного элемента, однако связь между интенсивностью и концентрацией не проста. Существует много причин, могущих влиять на интенсивность линии при неизменной концентрации. Поэтому лишь сравнительно недавно удалось разработать методы исследования, которые позволяют определять при помощи спектрального анализа концентрацию интересующего нас элемента, т. е. производить и *количественный анализ*.

Практическое значение этих методов очень велико, ибо они позволяют выполнять быстрые анализы состава сложных сплавов, играющих огромную роль в современной технике. Многие сплавы (например, различные сорта стали) по внешнему виду не отличимы друг от друга, но наблюдение их спектров позволяет определить их состав. Так как изготовление той или иной ответственной части машины из неподходящего сорта стали ведет к браку и аварии, то ошибка в выборе материала крайне опасна. Поэтому на заводах СССР сталь, прежде чем направлять ее

[1]) Гелий — от греческого слова гелиос — Солнце.

в производство, подвергают быстрому спектральному анализу, занимающему около 1 мин. Метод экспрессного спектрального анализа металлов был разработан под руководством академика Г. С. Ландсберга (1890–1957) в конце 30-х годов.

Аналогично при помощи спектрального анализа производится определение состава руд и минералов, что позволяет ускорить и упростить разведку ценных ископаемых и решить ряд других практических задач.

§ 177. Спектры поглощения жидких и твердых тел. Если свет от лампы накаливания проходит через цветное стекло или раствор краски, то цвет его изменяется. Исследование спектра такого «профильтрованного» света показывает, что в нем отсутствуют или ослаблены некоторые спектральные участки, соответствующие тем длинам волн, которые поглощаются красящим веществом. Такой спектр называется *спектром поглощения*.

Вид спектра поглощения зависит от поглощающего вещества. Для разных веществ области поглощения получаются на разных местах спектра и имеют различную ширину и интенсивность. Во многих случаях по виду спектра поглощения раствора можно определить, каким поглощающим веществом он вызван, т. е. произвести анализ раствора. Однако в большинстве случаев спектры поглощения твердых и жидких тел или растворов имеют вид широких полос, захватывающих большую часть спектра и в значительной степени перекрывающих друг друга. Поэтому отличие одного поглощающего вещества от другого по их спектрам поглощения нередко представляет затруднения. Тем не менее практические методы анализа по спектрам поглощения играют все бо́льшую и бо́льшую роль. Успеху дела сильно помогает использование наряду с видимой областью спектра также ультрафиолетовой и инфракрасной областей.

§ 178. Спектры поглощения атомов. Линии Фраунгофера. Наиболее характерными спектрами поглощения являются спектры паров металлов, состоящих из отдельных атомов. Пропустим свет лампы накаливания через сосуд с паром натрия. Мы обнаружим, что сплошной спектр лампы будет прорезан двумя узкими черными линиями, расположенными как раз там, где располагаются две узкие линии испускания светящегося пара натрия (рис. 327). Это наблюдение было сделано Кирхгофом, установившим общий закон, согласно которому *линии поглощения атомов точно соответствуют их линиям испускания*. Таким образом, спектр поглощения атомов так же характерен

для них, как и спектр испускания, и может быть использован для целей качественного анализа.



Рис. 327. Спектр испускания (*а*) и спектр поглощения (*б*) пара натрия (схематическое изображение). Рисунок имеет цветной дубликат (см. форзац)

Закон Кирхгофа позволил истолковать одно важное наблюдение, принадлежащее немецкому физику Иосифу Фраунгоферу (1787–1826). Фраунгофер, наблюдая в 1817 г. спектр Солнца при помощи сделанного им спектроскопа с дифракционной решеткой, обратил внимание на то, что сплошной спектр Солнца содержит значительное число черных линий. Фраунгофер установил, что линии эти не случайны и всегда присутствуют в спектре Солнца на строго определенных местах (рис. 328). Линии эти, получившие название *фраунгоферовых*, не имели удовлетворительного объяснения вплоть до открытия закона Кирхгофа. Согласно этому закону линии Фраунгофера не что иное, как линии поглощения паров различных металлов, расположенных между источником сплошного спектра (яркой поверхностью Солнца, называемой *фотосферой*) и спектральным прибором. Пары́ эти составляют атмосферу Солнца, менее плотную и менее горячую, чем область фотосферы. Таким образом, спектр Солнца дает сведения о спектре поглощения этих паров.

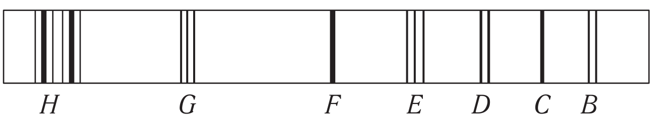


Рис. 328. Солнечный спектр с фраунгоферовыми линиями поглощения

Пользуясь законом Кирхгофа и сравнивая положение линий Фраунгофера с линиями испускания различных элементов, можно было установить, какие элементы входят в состав поглощающих паров. Таким образом, удалось установить состав атмосферы, окружающей Солнце, а следовательно, и наличие ряда элементов, входящих в состав Солнца.

Необходимо отметить, что спектральный анализ по спектрам поглощения паров имеет для астрономии не меньшее значение,

чем анализ по спектрам испускания, ибо позволяет анализировать состав тел, испускающих сплошной спектр, но окруженных атмосферой из паров элементов.

§ 179. Излучение накаленных тел. Абсолютно черное тело. Сформулированный в предыдущем параграфе закон Кирхгофа представляет частный случай более общего закона Кирхгофа, согласно которому *испускательная способность нагретых тел пропорциональна их поглощательной способности при той же температуре*. Так, например, нагрев до одной и той же температуры пластинки металла, окрашенные белой и черной краской, мы обнаружим, что черная пластинка излучает с каждого квадратного сантиметра больше, чем белая. В удобной форме этот опыт можно выполнить, налив горячую воду в жестяный куб, одни грани которого окрашены в черный, а другие в белый цвет. Различие в излучении можно установить, приближая к этим граням руку или щеку, или используя какой-нибудь более удобный приемник тепла, например газовый термометр (см. том I, § 235). Сделав резервуар этого термометра в виде плоской коробки, одна поверхность которой выкрашена в черный, а другая в белый цвет, мы может на том же приборе убедиться, что черная поверхность лучше поглощает излучение, чем белая.

Проверка закона Кирхгофа в описанных выше опытах относится к суммарному излучению, представляющему совокупность всевозможных длин волн. Более тонкими опытами можно убедиться в справедливости этого закона и для узких спектральных участков. Опыты показывают, что раскаленное тело испускает лишь волны такой длины, какой оно способно *при той же температуре* поглощать.

Простой опыт с газовой горелкой может качественно иллюстрировать этот закон. «Бесцветное» пламя газовой горелки потому и является бесцветным, слабо светящимся, что вещества, сильно нагретые в этом пламени (пар воды, окись углерода CO, углекислота CO_2), очень слабо поглощают, а потому и слабо испускают видимые лучи света. Но если в бесцветное пламя внести крупинку поваренной соли (хлористого натрия NaCl), то пламя сразу становится ярко-желтым, ибо в нем появляется нагретый пар натрия, хорошо поглощающий и в связи с этим хорошо испускающий волны, соответствующие желтому цвету. Вводя в бесцветное пламя горелки различные другие элементы, мы можем наблюдать окрашивание его в тот или иной цвет, в соответствии с законом Кирхгофа. Уменьшив доступ воздуха в горелку, мы получим яркое пламя, ибо при этом углерод, входя-

щий в состав светильного газа, не успеет полностью окислиться, а останется в виде тонких пылинок угля, хорошо поглощающего, а потому и хорошо испускающего в с е в о з м о ж н ы е длины волн, которые в совокупности дают белый свет.

Указание, что испускательная и поглощательная способности должны относиться к *одной и той же температуре*, очень важно, ибо способность вещества поглощать и испускать может сильно зависеть от температуры. Так, палочка плавленого кварца совершенно б е с ц в е т н а и, следовательно, не поглощает видимых лучей. Казалось бы, на основании закона Кирхгофа, что эта палочка не может испускать видимый свет, как бы сильно мы ее ни нагревали. Однако опыт показывает, что при температуре около 1500 °C палочка плавленого кварца ярко светится, не уступая раскаленной добела платиновой проволоке. Причина лежит, конечно, не в нарушении закона Кирхгофа, а в том, что плавленый кварц при температуре около 1500 °C поглощает видимый свет почти так же хорошо, как и металл, т. е. практически совсем непрозрачен для видимых лучей, тогда как при комнатной температуре он вполне прозрачен.

Так как согласно закону Кирхгофа испускание нагретых тел пропорционально их поглощательной способности, то наибольшим испусканием при данной температуре будет обладать тело, которое имеет максимальный коэффициент поглощения. Согласно §§ 76 и 166 максимальное значение коэффициента поглощения равно единице. В этом случае тело *полностью* поглощает все падающее на него излучение. Если коэффициент поглощения равен единице для *всех длин волн*, то такое тело называют *абсолютно черным телом*. Абсолютно черное тело излучает в любой области спектра больше энергии, чем всякое другое тело, имеющее ту же температуру. Для довольно большой области спектра — от инфракрасного до ультрафиолетового излучения свойствами абсолютно черного тела обладает поверхность, покрытая слоем копоти, а еще лучше полость, закопченная изнутри и имеющая небольшое отверстие (ср. § 170).

§ 180. Зависимость излучения накаленных тел от температуры. Лампы накаливания. Излучение накаленных тел очень сильно зависит от их температуры. Включив лампочку накаливания в сеть последовательно с реостатом и регулируя силу тока, можно постепенно повышать температуру накаливающейся нити. Мы замечаем при этом, что *яркость нити быстро возрастает с температурой*. Кроме того, отчетливо заметно и з м е н е н и е ц в е т а накаливающейся нити: из темно-красной она постепенно делается ярко-белой. Отсюда следует, что с повышением

температуры быстро возрастает в излучении нити доля коротких волн.

Тщательное исследование показывает, что бо́льшая часть энергии, излучаемой лампой накаливания, приходится на долю невидимых инфракрасных лучей. С повышением температуры общая излучаемая энергия заметно увеличивается, но наиболее быстро нарастает интенсивность видимых лучей, так что и доля их в общем излучении быстро возрастает. Так, например, при повышении температуры платиновой нити от 1000 до 1100 °C общая излучаемая энергия возрастает в 1,5 раза, а энергия, приходящаяся на долю зеленых лучей, увеличивается в 20 раз. Из сказанного ясно, что повышение температуры нити крайне выгодно при использовании лампочки в качестве источника света, ибо при этом энергия, излучаемая в форме видимого света, растет гораздо быстрее, чем общая затрачиваемая энергия.

Отношение энергии, приходящейся на видимое излучение, ко всей энергии, затрачиваемой на нагрев, называют *коэффициентом полезного действия* (к. п. д.) или *коэффициентом экономичности лампы*. Следующая таблица показывает, как зависит к. п. д. (k) от термодинамической температуры T абсолютно черного тела.

T, К	2000	2250	2500	2750	3000	3500
k, %	0,4	0,85	1,6	2,4	3,5	около 5

Из этой таблицы следует, что к. п. д. лампы, вообще говоря, невелик, но быстро возрастает с повышением температуры.

Важным прогрессом в производстве ламп накаливания [1] был переход от угольных нитей, которые нельзя было нагревать свыше 2100 К, к лампам с нитями из вольфрама, которые можно накаливать без быстрого разрушения до 2500 К. Наполнение колб ламп накаливания азотом или аргоном препятствует быстрому распылению нити и позволяет использовать вольфрамовые нити при температуре около 3000 К (газонаполненные лампы).

Когда оборвавшаяся нить случайно спаивается при сотрясении, то нередко бросается в глаза резкое возрастание яркости и более белый свет лампы. Причина лежит в том, что при этом нить укорачивается, ее сопротивление падает, усиливается идущий через нее ток, повышается температура и увеличивается

[1] Лампы с металлической нитью (из вольфрама, молибдена и др.) были впервые предложены и запатентованы в 1890 г. А. Н. Ладыгиным (1847–1923), изобретшим в 1873 г. электрическую лампу накаливания (см. том. II, § 62).

к. п. д. Лампа становится экономичней, но через короткое время такого ненормального режима нить разрушается. В настоящее время применяются лампы, в которых наряду с азотом или криптоном введен пар иода, заметно уменьшающий испарение металла раскаленной нити и допускающий повышение температуры накала лампы.

§ 181. Оптическая пирометрия. Сплошные спектры испускания накаленных тел сравнительно мало отличаются друг от друга и поэтому мало пригодны для распознавания природы тел. Однако изучение р а с п р е д е л е н и я э н е р г и и в спектре раскаленного тела приводит к важным заключениям. Это распределение для различных тел довольно близко по своему характеру. Ограничимся рассмотрением излучения раскаленного угля.

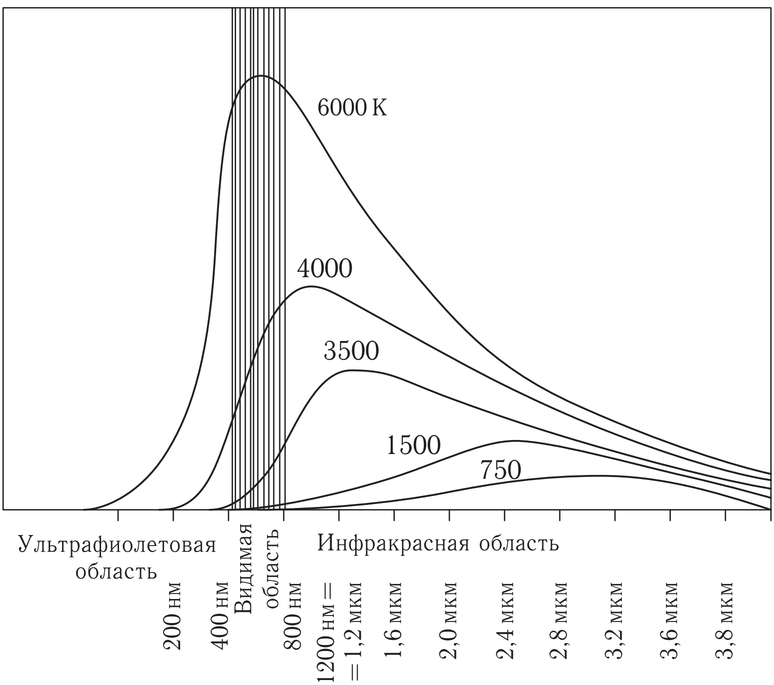


Рис. 329. График распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при различных температурах: по оси ординат отложена интенсивность излучения, по оси абсцисс — длина волны

Рис. 329 дает представление о распределении энергии в спектре угля и об изменении распределения с температурой. Кривые показывают, что излучение охватывает не только видимую, но и инфракрасную и ультрафиолетовую области спектра, причем максимум излучаемой

энергии для большей части температур, указанных на рисунке, приходится на долю инфракрасных лучей. Область, относящаяся к видимому свечению, заштрихована. Из рис. 329 видно, что эта область составляет малую часть всего излучения. По мере повышения температуры растет общая излучаемая энергия (кривая становится выше) и заметно увеличивается доля видимого излучения, что соответствует сказанному в § 180.

Обращает на себя внимание тот факт, что место, соответствующее максимуму излучения, по мере повышения температуры перемещается в область более коротких волн. Тщательное изучение и теоретический анализ явления показывают, что положение этого максимума зависит только от температуры излучающего тела.

Строго говоря, эти заключения относятся к излучению абсолютно черного тела. Однако их можно *без большой ошибки* применять также к излучению раскаленных металлов и к излучению Солнца. Это обстоятельство позволяет использовать описанный закон для решения важной задачи *определения температуры* светящихся тел. Применение этого приема к Солнцу показывает, что максимум излучения Солнца лежит около 500 нм, т. е. в желто-зеленой части спектра, чему соответствует температура около 5800 K. Эта так называемая *эффективная температура* Солнца характеризует его поверхность и ничего, конечно, не говорит о внутренних слоях Солнца, где, по-видимому, температура доходит до нескольких миллионов кельвин.

Указанный прием определения температуры раскаленных тел находит себе применение как в научных, так и в технических задачах и носит название *оптической пирометрии*. С его помощью определяют температуру раскаленного волоска ламп накаливания, температуру расплавленного металла в плавильных печах и т. д.

Глава XXI. **ДЕЙСТВИЯ СВЕТА**

§ 182. Действия света на вещество. Фотоэлектрический эффект. Световая волна, падающая на тело, частично отражается от него, частично проходит насквозь, частично поглощается (см. § 76). В большинстве случаев энергия поглощенной световой волны целиком переходит во внутреннюю энергию вещества, что приводит к нагреванию тела. Нередко, однако, известная часть этой поглощенной энергии вызывает и другие явления. Очень важными действиями света, получившими большие практические применения, являются *фотоэлектрический эффект, фотолюминесценция и фотохимические превращения*.

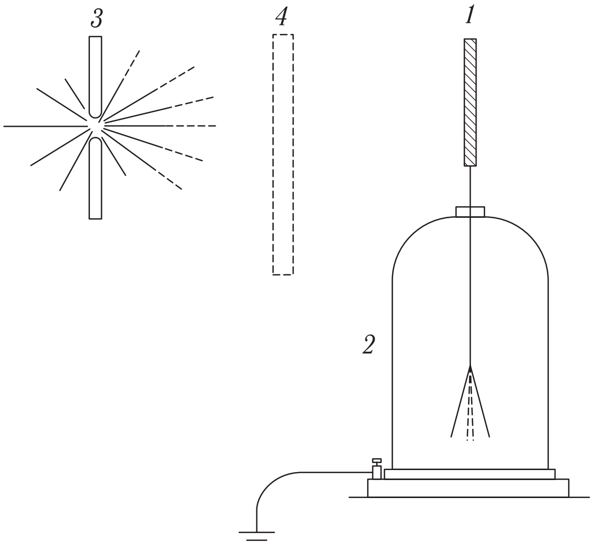


Рис. 330. Фотоэффект: под действием света металл теряет отрицательные заряды

Простейший опыт, обнаруживающий фотоэлектрический эффект (*фотоэффект*), уже был описан в томе II, § 9. Хорошо очищенная цинковая пластинка *1* (рис. 330) прикреплена к электроскопу *2* и освещается источником *3*, богатым ультрафиолетовым

излучением (электрическая дуга или кварцевая ртутная лампа). Если электроскоп заряжен о т р и ц а т е л ь н о, то под действием света ртутной лампы он разряжается. Разряд происходит тем быстрее, чем больше освещенность пластинки, т. е. чем больше световой поток, падающий на пластинку. Явление разряда не происходит, если на пути лучей помещено стекло *4*, задерживающее ультрафиолетовое излучение. Если электроскоп заряжен п о л о ж и т е л ь н о, то заряд на нем сохраняется, несмотря на освещение.

Из этих опытов, равно как из других, им подобных, можно прийти к следующим заключениям. О т р и ц а т е л ь н ы й з а р я д т е р я е т с я с поверхности металла при освещении. П о л о ж и т е л ь н ы й з а р я д с о х р а н я е т с я на поверхности металла, несмотря на освещение. Этот важный вывод, показывающий, что эффект наблюдается лишь в том случае, когда освещаемая пластинка соединена с отрицательным полюсом батареи, впервые с полной определенностью был установлен русским физиком Александром Григорьевичем Столетовым (1839–1896). В случае цинковой пластинки существенное значение для явления имеет освещение ультрафиолетовым излучением.

Описанный опыт показывает различие в свойствах отрицательных и положительных зарядов, входящих в состав металла. Первые представляют собой электроны, слабо связанные с металлом и могущие легко перемещаться в металле (проводимость) и сравнительно легко удаляться за его пределы (фотоэффект). Вторые же являются положительными ионами, составляющими решетку этого металла, так что вырывание их есть не что иное, как распыление самого металла. Если металл заряжен отрицательно, то освобожденный электрон удаляется прочь от металла под действием электрического поля, созданного заряженным металлом. В случае положительного заряда электроны, которые всегда имеются в металле, могли бы быть также освобождены светом. Но электрическое поле, имеющееся вокруг положительно заряженного тела, т о р м о з и т вылетевшие электроны и стремится вернуть их обратно к телу. Поэтому, если кинетическая энергия вылетевшего электрона (а следовательно, и его скорость) недостаточно велика, то электроны, несмотря на действие света, не могут покинуть пластинку, и положительный заряд ее остается неизменным.

Способность света вызывать отделение электронов от металла является одним из важнейших доказательств электромагнитного характера световой волны. Под действием электрического поля световой волны электрон получает энергию, достаточную

для того, чтобы, несмотря па действие сил, удерживающих его, вырваться за пределы металла. Однако ознакомление с законами фотоэффекта показывает, что дело обстоит значительно сложнее.

§ 183. Законы фотоэлектрического эффекта. Изложенное в § 182 показывает, что фотоэффект характеризуется числом электронов, освобождаемых светом за единицу времени (т. е. силой фототока), и скоростью этих электронов. Чем больше число вылетающих за единицу времени электронов, тем быстрее идет разряд электрометра; чем больше скорость электронов, тем более сильное тормозящее поле надо применить, чтобы воспрепятствовать их удалению из пластинки. Для измерения этих двух важнейших характеристик фотоэффекта — силы тока и скорости электронов — служит опыт, схематически изображенный на рис. 331.

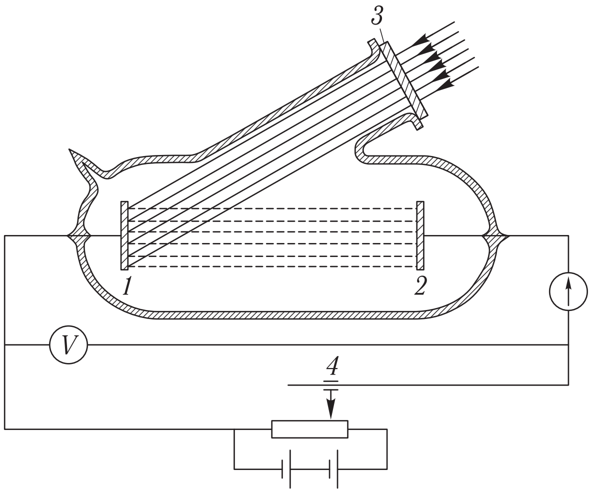


Рис. 331. Схема опыта по измерению фототока и скорости фотоэлектронов: *1* — освещаемая пластинка (катод), *2* — вспомогательный электрод (анод), *3* — окошко, прозрачное для ультрафиолетового излучения, *4* — движок потенциометра

Пластинка *1*, из которой освобождаются фотоэлектроны, присоединена к одному полюсу батареи, второй полюс которой соединен через потенциометр и гальванометр с пластинкой *2*. Обе пластинки *1* и *2* заключены в сосуд, из которого откачивается воздух для того, чтобы столкновения электронов с молекулами газа не вносили осложнения в наблюдаемые явления, а также для того, чтобы предохранить пластинки от окисления.

Ультрафиолетовое излучение, падающее на пластинку *1*, проникает через кварцевое окошко *3*. Электроны, вылетающие из пластинки *1*, попадают в электрическое поле, имеющееся между обеими пластинками. Напряжение между пластинками можно изменять путем перемещения движка *4* потенциометра.

Если поле достаточно сильно и направлено так, что оно увлекает электроны от пластины *1* к пластинке *2*, то все вылетевшие электроны достигают пластинки *2*, а следовательно, через гальванометр идет ток, который определяется числом электронов, освобождаемых светом за единицу времени. Этот ток, называемый *током насыщения*, и определяет силу фототока. Если же поле тормозит электроны, то, сделав его достаточно сильным, можно задержать в с е вылетевшие электроны. По напряженности задерживающего поля можно определить скорость вылетающих электронов.

Пусть скорость вылетающего электрона равна v, его масса m и заряд $-e$ [1]. Кинетическая энергия этого электрона равна $^1/_2 mv^2$. Обладая такой энергией, электрон может пролететь сквозь тормозящее поле, создаваемое разностью потенциалов U, если eU меньше или равно $^1/_2 mv^2$. Определив то н а и м е н ь ш е е значение U, которое задерживает электроны, освобожденные светом, мы найдем скорость этих электронов из условия

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU, \quad v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}\,.$$

Исследование при помощи опытов, подобных описанному, установило следующие законы фотоэффекта.

1. *Число электронов, освобожденных светом за единицу времени* (*т. е. ток насыщения*), *прямо пропорционально световому потоку.*

2. *Скорость вылетающих фотоэлектронов не зависит от освещенности, а определяется частотой света.*

Схема, изображенная на рис. 331, непригодна для т о ч н ы х измерений. При расстоянии между пластинами большем по сравнению с их размерами, не удается перехватить все электроны, освобожденные светом (получить истинное значение силы тока насыщения), и затруднительно установить точное значение U, определяющее скорость фотоэлектронов. Более совершенным является предложенный П. И. Лукирским прибор, в котором электроды образуют с ф е р и ч е с к и й

[1] Здесь буквой e обозначен элементарный заряд, т. е. положительный заряд, равный абсолютной величине заряда электрона. Сам заряд электрона отрицателен и равен $-e$.

конденсатор: один электрод — небольшой шарик в центре сферы, поверхность которой образует второй электрод. Такой прибор позволяет надежно определять ток насыщения и задерживающий потенциал U, а следовательно, определять фототок и максимальную скорость вылетающих электронов.

Естественно возникает вопрос, как зависят количество и скорость освобождаемых светом электронов от вещества освещенного металла.

Исследование вылета электронов из нагретых металлов (см. том II, §§ 89 и 90) показало, что каждому веществу соответствует своя *работа выхода*, т. е. каждый металл характеризуется определенной энергией, которую необходимо сообщить электрону, для того чтобы он мог преодолеть силы, удерживающие его внутри металла. К совершенно тем же выводам мы приходим, изучая испускание электронов под действием света. Для некоторых металлов удалось определить работу выхода как при помощи явления испускания электронов при нагревании, так и при помощи фотоэлектрического эффекта. Оба метода дали одни и те же значения. Так, например, для вольфрама получены следующие значения работы выхода:

$$7{,}18 \cdot 10^{-19} \text{ Дж по фотоэлектронной эмиссии,}$$

$$7{,}23 \cdot 10^{-19} \text{ Дж по термоэлектронной эмиссии.}$$

Пусть из некоторого металла, для которого работа выхода равна A, под действием света частоты ν вырываются электроны со скоростью v, т. е. обладающие кинетической энергией $^1\!/_2 mv^2$. Таким образом, вся энергия, сообщенная каждому электрону, $W = A + {}^1\!/_2 mv^2$. Опыты, подобные описанным выше, показали, что полная энергия, сообщаемая электрону светом, прямо пропорциональна частоте света, $W = A + {}^1\!/_2 mv^2 = h\nu$, где h — постоянная величина. Эта постоянная не только не зависит от частоты света и освещенности, но сохраняет одно и то же значение для всех веществ. Поэтому h является *фундаментальной постоянной*. Она получила название *постоянной Планка* в честь немецкого физика Макса Планка. Из описанных опытов можно определить h, ибо величины A, mv^2 и ν могут быть измерены. Для h получено значение $6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж · с.

Пользуясь найденными соотношениями, второй закон фотоэффекта можно формулировать так: *полная энергия, получаемая электроном от света частоты ν, равна $h\nu$.*

Испуская под действием света электроны, металл должен заряжаться положительно. Вследствие этого возникает электрическое поле,

затрудняющее дальнейшее испускание электронов. Какова же предельная разность потенциалов U между освещаемой пластинкой и стенами лаборатории (землей), возникновение которой будет препятствовать дальнейшему уходу электронов с пластинки? В условиях опыта, изображенного на рис. 330, эта разность потенциалов определяется по показаниям электрометра. На поставленный вопрос нетрудно ответить, пользуясь основными соотношениями, приведенными выше:

$$A+\frac{1}{2}mv^2=h\nu \quad \text{и} \quad eU=\frac{1}{2}mv^2,$$

где e — элементарный заряд [1]). Сделав соответствующее вычисление для пластинки вольфрама (для которого, как сказано, $A = 7{,}2 \times 10^{-19}$ Дж), освещаемой ультрафиолетовым излучением с длиной волны $\lambda = 200$ нм, мы найдем, что $U \approx 1{,}7$ В. Другими словами, для того чтобы наблюдать на опыте явление положительной зарядки металла под действием излучения, надо располагать чувствительным электрометром или работать с излучением очень короткой длины волны, например с рентгеновским (см. упражнение 37 в конце главы). Найдя в соответствующем опыте U, мы можем использовать эти данные для определения длины волны рентгеновского излучения.

§ 184. Понятие о световых квантах. Закон, сформулированный в конце предыдущего параграфа, вносит совершенно новые черты в представление о свете. Он означает, что свет частоты ν сообщает электрону энергию, равную $h\nu$, какова бы ни была интенсивность света. При сильном свете большее количество электронов получает указанные порции энергии, при слабом — меньшее, но сами порции остаются неизменно равными $h\nu$.

Таким образом, световой энергии приписывается атомистический характер; энергия света данной частоты ν не может делиться на произвольные части, а проявляет себя в виде совершенно определенных равных порций — «атомов световой энергии». Для этих порций энергии установлено специальное название; они именуются *световыми квантами* или *фотонами*. Представление о световых квантах было введено Эйнштейном [2]) в 1905 г.

---

[1]) Соотношение $A + mv^2/2 = h\nu$ называется формулой Эйнштейна. Оно справедливо для максимальной скорости электронов, вылетающих из пластинки под действием излучения частоты ν. В силу ряда причин не все электроны, покидающие пластинку, имеют эту максимальную скорость.

[2]) Альберт Эйнштейн (1879–1955) — выдающийся ученый, один из создателей современной физики. Родился в Германии, работал в Швейцарии и Германии. После прихода к власти нацистов эмигрировал в США.

То обстоятельство, что в большинстве оптических опытов мы не обнаруживаем квантового характера световой энергии, не является удивительным. Действительно, h — очень малая величина, равная $6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж · с. Вычислим энергию кванта зеленого света, например, для $\lambda = 500$ нм. Соответствующее $\nu = c/\lambda = 3 \cdot 10^8/5 \cdot 10^{-7} = 6 \cdot 10^{14}$ Гц и, следовательно, $h\nu = 4 \times 10^{-19}$ Дж; это — очень маленькая величина. Энергия, с которой мы имеем дело в большинстве опытов, состоит из очень большого числа квантов; естественно, что при этом остается незамеченным, что энергия эта всегда равна *целому числу* квантов. Аналогично, большинство опытов с обычными порциями вещества всегда охватывает очень большое количество атомов вещества; поэтому мы не можем заметить в этих опытах, что данное вещество состоит из *целого числа* минимальных порций — атомов. Требуются специальные опыты, в которых атомистическое строение вещества выступает вполне отчетливо. Совершенно так же в большинстве обычных оптических опытов от нашего внимания ускользает то обстоятельство, что световая энергия состоит из отдельных световых квантов. В специальных же опытах, к которым и относятся вышеприведенные опыты по фотоэлектрическому эффекту, с полной ясностью выступает *квантовая природа световой энергии*.

Квантовый характер имеет не только фотоэффект, но и многие другие явления оптики, атомной и молекулярной физики.

Крайне важно, что во всех таких явлениях играет роль фундаментальная постоянная, которую мы обозначили буквой h. Эта постоянная в настоящее время определена из измерений, относящихся к весьма различным явлениям, и числовые значения, найденные при этом, превосходно согласуются друг с другом.

Представление о световых квантах позволяет легко понять смысл первого основного закона фотоэффекта — *пропорциональность между световым потоком и фототоком*; световой поток, т. е. энергия, приносимая светом за единицу времени, определяется *числом световых квантов*, поступающих за единицу времени. Ясно, что чем больше это число, тем больше электронов приобретет дополнительную энергию, приносимую этими квантами, и тем больше электронов вылетит из освещенного металла за единицу времени, т. е. тем сильнее будет фототок. Конечно, это не означает, что число вылетевших электронов должно быть равно числу квантов, попавших за то же время в металл. Не всякий квант сообщает свою энергию отдельному электрону. Значительная часть энергии будет распределена между атомами металла и поведет

к нагреванию его. Действительно, опыт показывает, что лишь малая часть (меньше 1 %) [1] световой энергии обычно переходит в энергию вылетевших электронов. Остальная же часть поглощенных световых квантов ведет к нагреванию металлов.

§ 185. Применение фотоэлектрических явлений. Изучение законов фотоэффекта дало очень много для углубления наших знаний о свете. Поэтому фотоэлектрические явления имеют очень большое научное значение. В то же время и практическое (техническое) значение фотоэффекта очень велико. Особенно возросли возможности разнообразных применений фотоэффекта после того, как научились изготовлять фотоэлементы, чувствительные не только к ультрафиолетовому излучению, как это было описано в § 184, но и к инфракрасному излучению и к видимому свету.

Соотношение $A + {}^1\!/_2 mv^2 = h\nu$ показывает, что при уменьшении ν, т. е. увеличении длины волны падающего света, скорость вырываемых электронов уменьшается. Когда $\nu = \dfrac{A}{h}$, то $v = 0$. Это значит, что при соответствующей частоте электроны не могут отделиться от металла, т. е. фотоэффект не имеет места.

Таким образом, для каждого металла существует предельная длина волны света, способного вызвать фотоэффект. Если падающий свет имеет длину волны больше предельной, то фотоэффект не возникает, как бы ни был интенсивен свет. Поэтому, например, для наблюдения фотоэффекта на цинке необходимо было прибегать к ультрафиолетовому излучению, ибо работа выхода для цинка довольно велика ($A_{Zn} = 6{,}8 \cdot 10^{-19}$ Дж). При работе с другими веществами можно увеличить λ, ибо работа выхода для них меньше; удобны щелочные металлы (натрий, калий, рубидий и особенно цезий: $A_{Cs} = 3 \cdot 10^{-19}$ Дж). Еще значительнее понижается работа выхода, если обработать поверхность этих металлов, покрыв их соответствующей пленкой. Благодаря этому удалось получить поверхности, чувствительные не только к видимому, но даже и к инфракрасному свету.

Фотоэлементы, удобные для практических применений, изготовляют в виде эвакуированного стеклянного баллона, на внутренней поверхности которого нанесен слой чувствительного металла. Нередко в баллон вводят некоторое количество нейтраль-

---

[1] Как уже упоминалось в § 65, в настоящее время удается для получения фототока использовать до 15 % энергии света. Цифра, приводимая в тексте, относится к явлениям фотоэффекта, наблюдаемым при освещении металлов.

ного газа (например, аргона), который не портит поверхности металла, но может ионизоваться под ударами летящих электронов и увеличивать за счет своих ионов наблюдаемый ток (см. том II, § 93). Поверхность чувствительного металла служит одним электродом фотоэлемента (катодом). Анодом является металлическое кольцо или пластинка, впаянная в баллон. Приложив между электродами достаточное напряжение, получаем готовый к действию фотоэлемент (рис. 332).

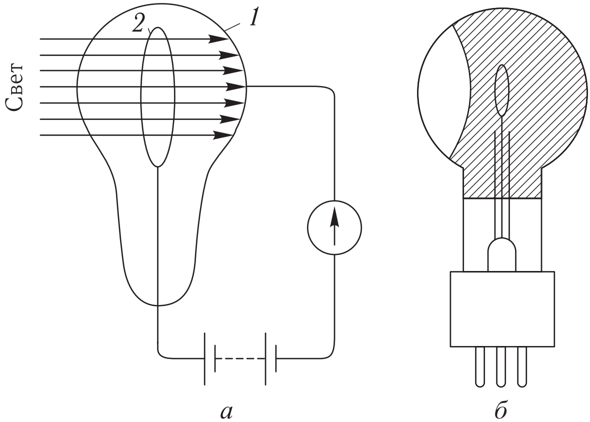
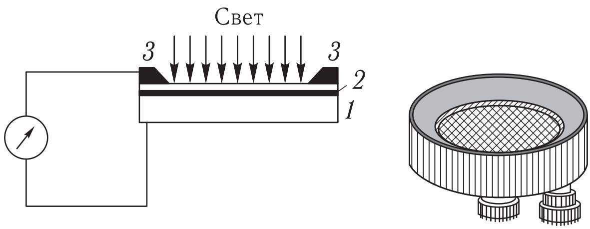


Рис. 332. Вакуумный фотоэлемент: *а*) схема включения: *1* — светочувствительный слой (катод), *2* — анод в виде кольца; *б*) схематическое изображение

Впоследствии удалось использовать фотоэффект, возникающий между металлом и образованной на нем пленкой окисла. Между металлом и окислом образуется тонкий слой пол у проводящего вещества, обладающего свойством пропускать электроны, выделяющиеся из металла, и препятствовать прохождению электронов противоположного направления. Объяснение действия этого так называемого *запирающего слоя* довольно сложно (см. т. II, § 110). Практически же применение указанных поверхностей позволяет создавать фотоэлементы, имеющие очень большие преимущества. Они чувствительнее элементов первого типа (использующих фотоэффект со свободной поверхности металла), не нуждаются во вспомогательной батарее, им может быть придана весьма разнообразная и очень удобная форма (рис. 333). Так как фототок пропорционален световому потоку, то фотоэлементы широко используются для устройства фотометров разнообразного назначения. Один из таких фотометров, служащий для определения о с в е щ е н н о с т и (люксметр), опи-

сан в § 78. Возможность регистрировать световые сигналы при помощи электрических приборов позволяет комбинировать фотоэлементы с реле (см. том II, § 180), благодаря чему фотоэлементы могут выполнять автоматически различные сложные операции. Построены многочисленные автоматы для счета, регистрации, пуска в ход или прекращения тех или иных операций и т. д. Число разнообразных применений фотоэлементов крайне велико, и каждый новый день приносит новые устройства этого рода. Во введении уже упоминалось, что новые фотоэлементы (с использованием полупроводников — германия и особенно кремния) способны превращать довольно значительную световую энергию в электрическую и применяются для использования солнечной энергии (солнечные батареи). Солнечные батареи площадью в десятки квадратных метров обеспечивают электроснабжение искусственных спутников Земли.



а *б*

Рис. 333. Фотоэлемент с запирающим слоем: *а*) Схема включения: *1* — металл, *2* — пленка окисла с запирающим слоем; на пленку напылен тонкий (прозрачный) слой металла, к которому прижато металлическое кольцо *3*, служащее вторым электродом; *б*) внешний вид фотоэлемента с запирающим слоем

§ 186. Фотолюминесценция. Правило Стокса. Некоторые тела при освещении не только отражают часть падающего на них света, но и начинают светиться. Такое свечение, или *люминесценция*, отличается важной особенностью: *свет люминесценции имеет иной спектральный состав, чем свет, вызвавший свечение.*

Примером легко наблюдаемой люминесценции может служить синевато-молочное свечение керосина, рассматриваемого на дневном свету. Очень большое число растворов красок и других веществ обнаруживают люминесценцию, особенно под действием источников, испускающих ультрафиолетовый свет (например, электрической дуги или ртутной лампы). Свечение

такого рода называют *фотолюминесценцией*[1]), желая подчеркнуть, что оно возникает под действием света.

Изменение цвета свечения по сравнению с цветом возбуждающего света нередко заметно глазом. Еще лучше наблюдается указанная особенность, если сравнить спектр света люминесценции со спектром возбуждающего света. Все эти наблюдения показывают, что свет люминесценции характеризуется большей длиной волны, чем возбуждающий свет.

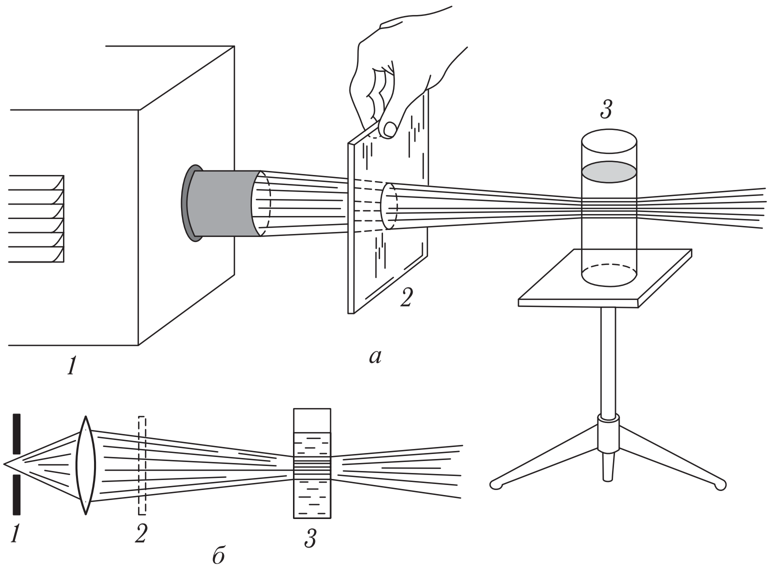


Рис. 334. Опыты по флюоресценции: *а*) расположение приборов; *б*) схема опыта. *1* — источник света (фонарь), *2* — светофильтр (фиолетовый), *3* — сосуд с флюоресцирующим веществом

Это правило, гласящее, что свет люминесценции характеризуется большей длиной волны, чем свет возбуждающий, носит название *правила Стокса* в честь английского физика Георга Стокса (1819–1903).

Любой опыт по возбуждению фотолюминесценции может служить иллюстрацией этого правила. Пропустим, например, свет от фонаря через фиолетовое стекло, задерживающее практически все голубые и более длинные волны (рис. 334). Если пучок

[1]) Слово «фотолюминесценция» представляет собой довольно неудачное соединение греческого слова «фотос» — свет с латинским словом «люминесценция» — свечение.

такого фиолетового света направить на колбочку, в которой содержится раствор флюоресцеина, то освещенная жидкость начинает ярко люминесцировать зелено-желтым светом.

Применяя источники света, излучение которых содержит значительное количество коротких волн (ультрафиолетового диапазона), можно обнаружить, что почти все тела обладают способностью в большей или меньшей степени люминесцировать. Нередко удается значительно усилить люминесценцию, сильно охладив тело, например погрузив его в жидкий воздух.

Обращает на себя внимание, что некоторые тела сохраняют способность светиться некоторое время после того, как освещение их прекратилось.

Такое *послесвечение* может иметь различную длительность. В некоторых объектах оно продолжается очень малое время (десятитысячные доли секунды и меньше) и для наблюдения его требуются особые приспособления. В других оно тянется много секунд и даже минут (часов), так что наблюдение его не представляет никаких трудностей.

Принято называть свечение, прекращающееся вместе с освещением, *флюоресценцией*, а свечение, имеющее заметную длительность, *фосфоресценцией*. Следует, однако, иметь в виду, что между флюоресценцией и фосфоресценцией трудно провести резкую границу, так что деление это до известной степени условно.

Явление длительной фосфоресценции обнаруживают многие кристаллические порошки, специально приготовленные. Ими пользуются для изготовления так называемых *фосфоресцирующих экранов*. Лист картона, покрытый, например, порошком сернистого цинка, представляет хороший фосфоресцирующий экран, сохраняющий свое свечение две-три минуты после освещения.

Такие экраны светятся и под действием рентгеновских лучей. Следует отметить, впрочем, что явление люминесценции под действием рентгеновских лучей более сложно, чем под действием обычного света, ибо при этом играют роль быстрые электроны, вырываемые рентгеновскими лучами.

Очень важное применение нашли в последнее время фосфоресцирующие порошки при изготовлении ламп дневного света. В газоразрядных лампах свечение, возникающее при электрическом токе в газе, например в парах ртути, обычно содержит много ультрафиолетового излучения, не только не пригодного для освещения, но и вредного для глаза. Покрывая, по предложению советского физика Сергея Ивановича Вавилова

(1891–1951), внутренность таких ламп специально изготовленным фосфоресцирующим составом, удается превратить этот ультрафиолетовый свет в видимый (в согласии с правилом Стокса). Это приводит к большой экономии, ибо в таких лампах в энергию видимого света превращается примерно в три раза бо́льшая доля электрической энергии, чем в лампах накаливания. Подбирая состав фосфоресцирующего вещества, можно добиться также и улучшения спектрального состава излучаемого света, приближая его к спектральному составу дневного света. Так устроены современные лампы дневного света, получающие все более и более широкое распространение.

§ 187. Физический смысл правила Стокса. Ключ к пониманию правила Стокса дают квантовые представления. Вообразим, что свечение вызывается монохроматическим светом частоты ν. Таким образом, молекула люминесцирующего вещества поглощает энергию в виде кванта $h\nu$. Процессы, вызываемые поглощенной энергией в молекуле, довольно сложны. Часть энергии кванта расходуется на эти процессы, а часть вновь испускается в виде света люминесценции. Испускаемый квант должен, следовательно, иметь меньшую энергию, т. е. соответствовать меньшей частоте ν. Это уменьшение частоты (увеличение длины волны) и составляет содержание правила Стокса.

То обстоятельство, что даже при возбуждении монохроматическим светом обычно испускается свет разнообразных длин волн, показывает, что процессы размена энергии светового кванта внутри молекулы довольно сложны и разнообразны. Мы еще не знаем их достаточно точно, и поэтому теория фотолюминесценции еще не вполне ясна.

§ 188. Люминесцентный анализ. Кроме упомянутого уже применения люминесценции для фосфоресцирующих экранов и различных светящихся красок для декоративных и театральных целей, необходимо отметить еще одну важную область ее применения. Явления люминесценции характеризуются крайне высокой чувствительностью: достаточно иногда располагать 10^{-10} г светящегося вещества, например в растворе, чтобы иметь возможность обнаружить его по характерному свечению. Возможно наблюдение при помощи люминесценции ничтожных следов вещества, составляющего миллионную долю процента в какой-нибудь смеси. Эта высокая чувствительность делает люминесценцию важным средством обнаружения некоторых ничтожно малых примесей, позволяющим судить о каких-либо загрязнениях или процессах, приводящих к изменению исходного вещества.

Так, например, при помощи люминесценции можно обнаружить самые начальные стадии загнивания продуктов. Известны

применения люминесцентного анализа при разведке нефти. Если почва, извлекаемая при бурении, содержит ничтожные следы нефти, то их можно легко обнаружить по флюоресценции. Таким образом удается судить о близости нефтеносных слоев. Существует и много других областей технического применения люминесцентного анализа. У нас в СССР люминесцентный анализ получил под руководством С. И. Вавилова широкое применение.

§ 189. Фотохимические действия света. Поглощение света может вызвать и некоторые химические процессы, состоящие обычно в распаде молекулы, поглотившей свет, на части, за которым нередко следует ряд дальнейших химических превращений. Наибольшее значение имеет химический процесс, который разыгрывается под действием света в зеленых частях растений.

Как известно, дыхание всех живых существ сопровождается окислением углерода, входящего в состав их тел. Сгорание углерода (превращение его в углекислоту CO_2) сопровождается освобождением энергии, которая и используется животными при их движении. Точно так же главный источник энергии, используемый в технике, есть процесс сжигания топлива, т. е. опять-таки процесс образования CO_2.

Обратный процесс расщепления CO_2 происходит в зеленых частях растений под действием солнечного света, как фотохимический процесс. Расщепление углекислоты сопровождается дальнейшими химическими превращениями, приводящими в конце концов к образованию тех основных органических соединений, из которых построено тело растений и животных. Таким образом, этот «великий круговорот углерода» в природе осуществляется благодаря фотохимическому превращению. Энергия, затраченная при этом солнечным светом, запасается в виде внутренней энергии продуктов превращения и является главным запасом энергии, используемым до последнего времени человеком.

Важную роль в исследовании процесса расщепления CO_2 под действием света играют исследования русского биолога Климентия Аркадьевича Тимирязева (1843–1920), который установил, что процесс этот связан с хлорофиллом растений, обусловливающим зеленую окраску листьев растений, и что он происходит по преимуществу под действием красного излучения солнечного спектра, которое наиболее сильно поглощается хлорофиллом. Однако весь фотохимический процесс очень сложен, и, несмотря на успехи последних лет, позволившие выяснить отдельные этапы процесса, их последовательность и взаимосвязь еще недостаточно изучены.

Наряду с этим фотохимическим процессом, идущим в природе в гигантских масштабах, известно и множество других фотохимических превращений. Простым примером может служить фотохимический процесс выцветания многих красок, состоящий в окислении этих красок кислородом воздуха под действием света. Покрасив раствором некоторой краски (цианина) слой желатины, мы можем сохранять такую окрашенную пластинку довольно долго. Но если направить на нее интенсивный пучок света (от Солнца или дугового фонаря), то пластинка в тех местах, куда падает свет, выцветает так быстро, что эти участки становятся бесцветными на глазах. Отбеливание холста, растянутого на солнцепеке, по существу представляет собой фотохимическое выцветание. Многие фотохимические процессы в настоящее время используются в технике для ускоренного получения тех или иных веществ. Большинство таких процессов идет особенно энергично под действием коротковолнового ультрафиолетового света.

§ 190. Роль длины волны в фотохимических процессах. Роль света в фотохимических процессах сводится к сообщению молекуле столь большой энергии, что молекула расщепляется на составные части. Нетрудно понять с точки зрения представления о световых квантах, что энергия, сообщаемая светом отдельной молекуле, очень велика, и притом тем больше, чем меньше длина волны.

Действительно, так как молекула поглощает свет целыми квантами, то на долю поглотившей свет молекулы приходится энергия, равная $h\nu$. Для света длины волны 480 нм найдем: $h\nu = 4{,}1 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Интересно отметить, что средняя кинетическая энергия отдельной молекулы газа достигает указанного значения лишь при температуре около 20 000 °C.

Другими словами, освещение даже видимым светом может также эффективно расщеплять молекулы, как нагревание на 20 000 °C. Освещение ультрафиолетовым или рентгеновским излучением может, следовательно, оказаться еще более эффективным.

§ 191. Фотография. Фотохимический процесс лежит и в основе фотографии. Чувствительный слой фотопластинки представляет собой желатину, в которой распределены кристаллики бромистого серебра. Под действием света молекула бромистого серебра (AgBr) распадается, и при этом выделяется металлическое серебро в виде мельчайших частичек. Если количество такого серебра, приходящееся на единицу поверхности, становится значительным, то пластинка темнеет. Это можно наблюдать, если пластинку, завернутую до половины в черную бумагу, оставить на длительный срок па свету. Развернув бумагу, мы ясно

заметим границу между неосвещенной (светлой) и освещенной (темно-серой) частями пластинки.

Однако в обычных условиях количество выделившегося под действием света серебра столь незначительно, что потемнение пластинки не наблюдается. Поэтому изображение, наметившееся в пластинке, но еще невидимое, называют *скрытым изображением*. Кристаллики бромистого серебра, в которых началось разложение, становятся чувствительными к влиянию некоторых химических веществ, именуемых *проявителями*. Под действием проявителя «зараженный» кристаллик AgBr разлагается, и серебро выделяется в виде тончайшего темного порошка. Пластинка, положенная (в темноте) в такой проявитель, быстро чернеет в тех местах, которые были предварительно освещены, и притом потемнение тем больше, чем сильнее было освещено соответствующее место пластинки. Этот процесс химической обработки освещенной пластинки называется *проявлением*.

Проявив пластинку, растворяют неразложившееся бромистое серебро в растворе гипосульфита и, промыв ее водой, получают пластинку с закрепленным изображением, т. е. не чувствительную больше к действию света.

Из описанного ясно, что пластинка содержит негативное изображение, т. е. освещенные места, соответствующие светлым частям снимавшейся картины, будут темными, и наоборот. Приложив такой негатив к новой пластинке или к фотографической бумаге, также обладающей светочувствительным слоем, и осветив бумагу сквозь негатив, мы получим новое изображение, которое должно быть проявлено и закреплено подобным же образом [1]). Это новое изображение будет позитивным, ибо в нем светлые места будут соответствовать хорошо освещенным частям картины [2]).

Фотография имеет очень большое культурное, научное и техническое значение, ибо позволяет получать крайне точные изображения мгновенных картин или картин, столь слабо освещенных, что глаз не мог бы различить подробностей.

Так, например, надежная зарисовка молнии, длящейся малую долю секунды, затруднительна. Фотография же (рис. 335) передает ее точный вид. Интересно отметить, что, снимая мол-

[1]) В так называемой «дневной фотобумаге», содержащей йодистое серебро, темное изображение на освещенных местах получается и без проявления. Изображение на такой бумаге надо только закрепить (фиксировать).

[2]) Негативный — лат. negativus — отрицательный, позитивный — лат. positivus — положительный.

нию движущимся аппаратом, можно убедиться, что такая молния представляет собой повторные электрические разряды, разделенные сотыми долями секунды, так что каждый такой разряд



Рис. 335. Фотография молнии (получена в лаборатории И. С. Стекольникова)

протекает за тысячную долю секунды. Полная фаза солнечного затмения обычно непродолжительна (нередко меньше минуты), поэтому надежных изображений солнечной короны, видимой только во время полной фазы, не было до тех пор, пока к этому делу не была применена фотография (рис. 336).

С другой стороны, фотография может быть полезна для наблюдения объектов, посылающих очень слабый поток энергии излучения, но в течение длительного времени. Заставляя свет действовать длительно на фотопластинку, мы «накапливаем» фотографический эффект. Так получена фотография участка неба, изображенная на рис. 337, сделанная с двухчасовой выдержкой. На ней можно видеть изображение туманности, которую не удается наблюдать глазом даже в сильный телескоп. Конечно, для того чтобы, несмотря на суточное вращение Земли, наводка телескопа на небесный объект не менялась, аппарату придают

с помощью часового механизма движение, противоположное вращательному движению Земли.

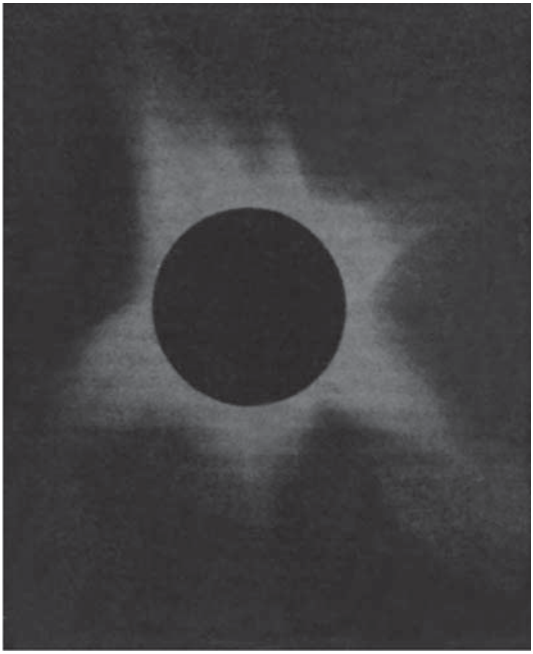


Рис. 336. Фотография солнечной короны (получена А. А. Михайловым во время полного солнечного затмения)

Наконец, с помощью фотографии можно получать изображения объектов, посылающих невидимое излучение (рентгеновское, ультрафиолетовое или инфракрасное примерно до 1200 нм), — обстоятельство, имеющее огромнее значение в разнообразнейших научных исследованиях.

Действие света на фотографическую пластинку зависит от длины волны света. Простые бромосеребряные пластинки чувствительны, начиная примерно с длины волны в 450 нм, т. е. с сине-фиолетовых лучей. Красные, желтые и зеленые цвета не действуют на пластинку, так как они не поглощаются бромистым серебром, и потому объекты такого цвета неотличимы практически от черных. На фотографии это ведет иногда к довольно искаженному распределению светлого и темного.

В настоящее время пластинки делают чувствительными и к более длинным волнам путем окраски желатины соответствующими красителями, поглощающими эти длинные волны

и передающими поглощенную энергию бромистому серебру (*сенсибилизация* пластинок). Так получают ортохроматические пластинки, чувствительные примерно до $\lambda = 600$ нм, и панхроматические, чувствительные ко всему види-

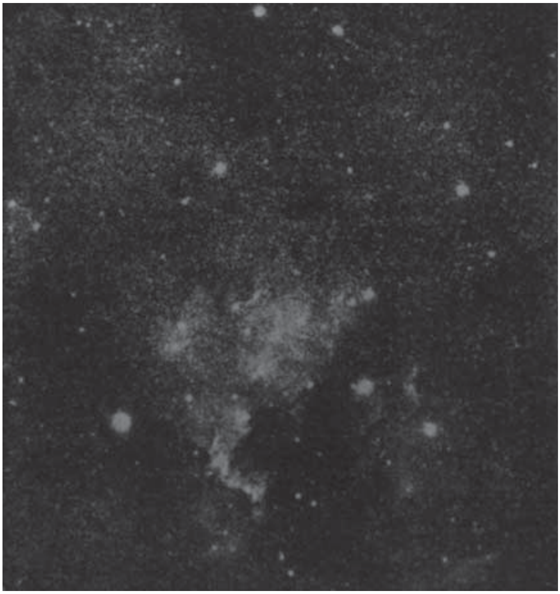


Рис. 337. Фотография ночного неба; выдержка 2 часа. Хорошо видна напоминающая очертания Америки туманность, которую не удается наблюдать глазом. Фотография сделана Д. Я. Мартыновым в обсерватории им. Энгельгардта близ Казани

мому спектру. Для специальных научных и технических целей приготовляются пластинки, чувствительные и к инфракрасным волнам примерно до $\lambda = 1200$ нм.

§ 192. Фотохимическая теория зрения. Зрительные ощущения человека и животных также связаны с фотохимическими процессами. Свет, достигая сетчатки, поглощается светочувствительными веществами (родопсин, или зрительный пурпур, в палочках и йодопсин в колбочках). Механизм разложения этих веществ и последующего их восстановления пока не выяснен, но установлено, что продукты разложения вызывают раздражение зрительного нерва, в результате чего по нерву проходят электрические импульсы в головной мозг и возникает ощущение света. Так как зрительный нерв имеет разветвления по всей поверхности сетчатки, то характер раздражения зависит от того,

в каких местах сетчатки произошло фотохимическое разложение. Поэтому раздражение зрительного нерва позволяет судить о характере изображения на сетчатке и, следовательно, о картине во внешнем пространстве, которая является источником этого изображения.

В зависимости от освещенности тех или иных участков сетчатки, т. е. в зависимости от яркости объекта, количество разлагающегося за единицу времени светочувствительного вещества, а значит, и сила светового ощущения меняется. Следует, однако, обратить внимание на то обстоятельство, что глаз способен хорошо воспринимать изображения предметов, несмотря на огромное различие в их яркости. Мы вполне отчетливо видим предметы, освещенные ярким солнцем, равно как те же предметы при умеренном вечернем освещении, когда освещенность их, а следовательно, и их яркость (см. §73) меняются в десятки тысяч раз. Эта способность глаза приспосабливаться к весьма широкому диапазону яркостей носит название *адаптации* [1]. Адаптация к яркости достигается несколькими путями. Так, глаз быстро реагирует на изменение яркости изменением диаметра зрачка, что может менять площадь зрачка, а следовательно, и освещенность сетчатки примерно раз в 50. Механизм, обеспечивающий адаптацию к свету в гораздо более широких пределах (примерно в 1000 раз), действует гораздо медленнее. Кроме того, глаз, как известно, обладает чувствительными элементами двух сортов: более чувствительные — палочки, и менее чувствительные — колбочки, которые способны не только реагировать на свет, но и воспринимать цветное различие. В темноте (при слабом освещении) главную роль играют палочки (сумеречное зрение). При переходе на яркий свет зрительный пурпур в палочках быстро выцветает и они теряют способность воспринимать свет; работают одни лишь колбочки, чувствительность которых гораздо меньше и для которых новые условия освещения могут быть вполне приемлемыми. В таком случае адаптация занимает время, соответствующее времени «ослепления» палочек, и обычно происходит в течение 2–3 минут. При слишком резком переходе к яркому свету этот защитный процесс может не успеть произойти, и глаз слепнет на время или навсегда — в зависимости от тяжести ослепления. Временная потеря зрения, хорошо известная автомобилистам, происходит при ослеплении фарами встречных автомашин.

[1] Адаптация — лат. adaptatio — приспособление.

То обстоятельство, что при слабом освещении (в сумерках) работают палочки, а не колбочки, приводит к тому, что различение цветов в сумерках невозможно («ночью все кошки серы»).

Что же касается способности глаза различать цвета при достаточно ярком освещении, когда вступают в действие колбочки, то этот вопрос еще не может считаться полностью разрешенным. По-видимому, дело сводится к наличию в нашем глазу трех типов колбочек (или трех типов механизмов в каждой колбочке), чувствительных к трем различным цветам: красному, зеленому и синему, из различной комбинации которых и слагаются ощущения любого цвета. Следует отметить, что, несмотря на успехи последних лет, прямые опыты по исследованию структуры сетчатки еще не позволяют с полной надежностью утверждать существование указанного тройного аппарата, который предполагается трехцветной теорией цветного зрения.

Наличие в глазу двух типов светочувствительных элементов — палочек и колбочек — приводит еще к одному важному явлению. Чувствительность как колбочек, так и палочек к различным цветам различна. Но для колбочек максимум чувствительности лежит в зеленой части спектра ($\lambda = 555$ нм), как это показывает приведенная в § 68 кривая относительной спектральной чувствительности глаза, построенная для дневного, колбочкового зрения. Для палочек же максимум чувствительности сдвинут в область более коротких волн и лежит примерно около $\lambda = 510$ нм. В соответствии с этим при сильной освещенности, когда работает «дневной аппарат», красные тона нам будут казаться более яркими, чем синие; при слабой же освещенности светом того же спектрального состава синие тона могут казаться более яркими благодаря тому, что в этих условиях работает «сумеречный аппарат», т. е. палочки. Так, например, красный мак кажется ярче синего василька на дневном свету, и, наоборот, может казаться более темным при слабом освещении в сумерки.

§ 193. Длительность зрительного ощущения. Разложившееся вещество раздражает зрительный нерв в течение некоторого времени, примерно $^1/_7$ секунды. Поэтому возникшее зрительное ощущение сохраняется в течение этого времени, хотя бы само раздражение и было очень кратковременным. Эта способность глаза сохранять полученное впечатление в течение указанного времени используется в различных приспособлениях. Самое известное из них — кинематограф. В кинематографе на экране быстро (24 раза в секунду) сменяется ряд картин (рис. 338), изображающих последовательные положения какого-либо предмета.

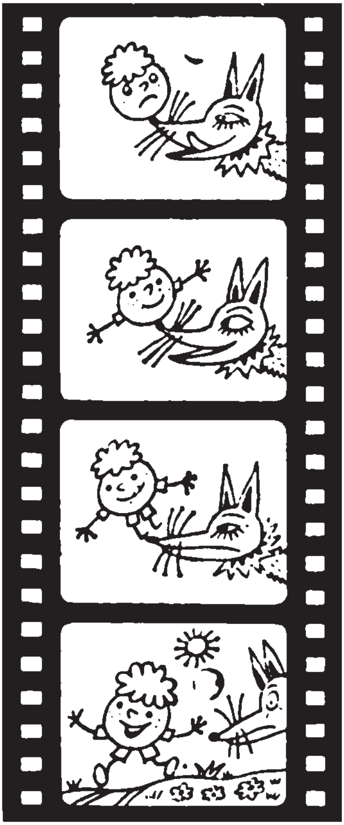


Рис. 338. Отрезок киноленты. При быстрой смене кадров создается впечатление непрерывно меняющихся положений (движения)

Глаз сохраняет еще предшествующее изображение, когда он уже начинает получать следующее. В результате восприятие непрерывно меняющихся положений объекта создает впечатление плавного движения.

Для получения киноленты необходимо, конечно, осуществлять последовательную съемку движущегося предмета с той же частотой, с которой потом проецируется на экран снятая последовательность фотографий, т. е. 24 раза в секунду. Если скорость проекции будет больше или меньше, чем скорость съемки, то наблюдаемая картина будет искажена по масштабу времени. Этим пользуются для научных целей. Делая очень частые съемки, например 2000 раз в секунду, и проектируя кадры, например 20 раз в секунду, мы растягиваем явление во времени в сто раз, т. е. наблюдаем его в весьма замедленном темпе. Это позволяет различать подробности в быстро протекающих процессах («лупа времени»). Наоборот, снимая медленный процесс (например, рост кристалла) со значительными промежутками времени и быстро пропуская последовательность снимков, можно воспроизвести в убыстренном темпе и сделать крайне наглядными такие процессы, течение которых обычно незаметно для наблюдателя. Таким образом, например, в последнее время воспроизводят извержение солнечных протуберанцев (применяя ускорение в 500–600 раз).

? **1.** Получите с помощью принципа Гюйгенса закон отражения света.
2. На рис. 339 дано расположение максимумов интерференционной картины для $\lambda = 400$ нм. Покажите, что для $\lambda = 800$ нм линии ab, nn, $n'n'$, qq, $q'q'$ будут по-прежнему соответствовать положению максимумов, а линии mm, $m'm'$, pp, $p'p'$ дадут положение минимумов.

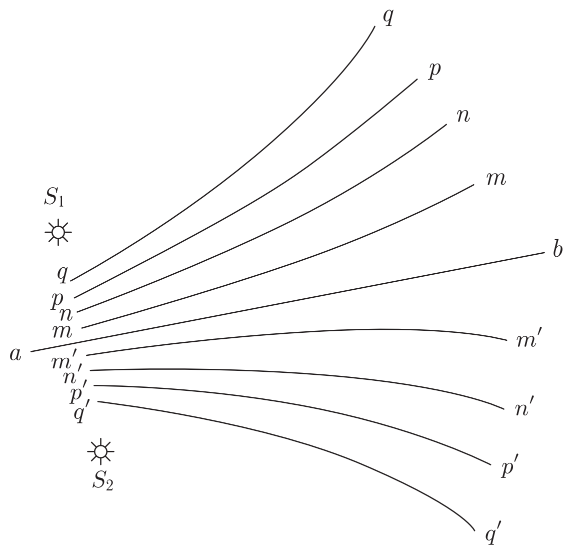


Рис. 339. К упражнению 2: S_1 и S_2 — положения когерентных источников света, ab — линия симметрии, mm, $m'm'$, nn, $n'n'$, pp, $p'p'$, qq, $q'q'$ — линии максимумов для $\lambda = 400$ нм

3. Напомним, что разность хода лучей в тонких пленках в проходящем свете равна $2h$, а в отраженном $2h + \lambda/2$, где h — толщина пленки, а λ — длина волны в ней. Покажите, что в проходящем свете радиусы светлых колец Ньютона пропорциональны корню квадратному из четных чисел, а радиусы темных — корню квадратному из нечетных чисел; в отраженном же свете — наоборот [1]).

4. Для опытов с кольцами Ньютона применена плосковыпуклая линза, радиус кривизны которой равен 10 м. а) Определите радиус десятого темного кольца в проходящем и отраженном свете для желтого света ($\lambda = 600$ нм). б) Определите длину волны зеленой линии ртути, если она дает в отраженном свете второе светлое кольцо с радиусом 2,862 мм. в) Определите расстояние между вторыми темными кольцами Ньютона в отраженном свете, относящимися к двум желтым линиям Na: $\lambda_1 = 589{,}0$ нм и $\lambda_2 = 589{,}6$ нм. г) Которое темное кольцо в отраженном свете зеленой линии меди $\lambda = 515$ нм имеет радиус 6 мм?

5. Каков радиус кривизны линзы в опыте Ньютона, если красная линия водорода ($\lambda = 656$ нм) дает в проходящем свете восьмое светлое кольцо с радиусом 8,6 мм?

6. Физо, наблюдая кольца Ньютона в желтом свете линии натрия, обнаружил, что четкость картины постепенно уменьшается по мере

[1]) Найденными в этой задаче соотношениями удобно пользоваться для решения задач 4 и 5.

увеличения номера N кольца. При $N = 500$ наблюдалось полное смазывание интерференционной картины, т. е. не наблюдалось резких максимумов, разделенных минимумами. Однако при переходе к большим кольцам ($N > 500$) обнаруживается вновь улучшение четкости.

Объяснение этого явления связано с тем, что желтый свет натрия соответствует двум близким линиям λ_1 и λ_2. Объясните явление. Известно, что $\lambda_1 = 589{,}0$ нм; определите из указанных наблюдений λ_2. При каком $N > 500$ четкость картины будет вновь наибольшей?

7. Между двумя стеклянными пластинками зажата с одной стороны проволочка, диаметр которой $d = 10$ мкм (рис. 340), так что образуется воздушный клин. Длина пластинки $L = 10$ см. Какой вид будет иметь интерференционная картина? Каково будет расстояние между соседними темными линиями, если пластинка освещена зеленым светом ртутной лампы ($\lambda = 540$ нм)? Как изменится ширина полос (расстояние между соседними максимумами) при увеличении угла между пластинками (увеличение d или уменьшение L).

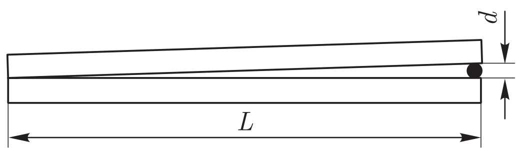


Рис. 340. К упражнению 7

8. На основании результатов упражнения 7 объясните, почему в случае, изображенном на рис. 266, интерференционные полосы сужаются к нижней части пленки.

9. Для расположения, изображенного на рис. 340, известно, что $d = 20$ мкм и $\lambda = 500$ нм. Сколько интеререференционных полос уложится на поверхности стеклянной пластинки. Как зависит число полос от толщины зазора d? Как зависит число полос от размера пластинки?

10. Два когерентных источника S_1 и S_2 расположены на расстоянии l друг от друга. На экране, расположенном на расстоянии D от источников, наблюдаются полосы интерференции (рис. 341). Рассчитайте ширину интерференционной полосы, т. е. расстояние h между соседними максимумами, если длина волны равна λ. Расстояние D велико по сравнению с l и λ. Положения максимумов на экране соответствуют точкам, разность расстояний от которых до S_1 и S_2 равна целому числу длин волн.

11. Перед двойной призмой (бипризмой), тупой угол которой близок к 180°, расположен точечный источник света S. Покажите, что пучки, преломленные обеими половинами бипризмы, интерферируют так, как если бы они исходили из двух когерентных источников S_1 и S_2 (рис. 342).

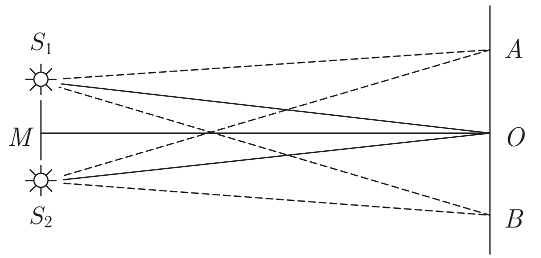


Рис. 341. К упражнению 10: расстояние $S_1S_2 = l$, $MO = D$, $OA = h$

Рассчитайте расстояние S_1S_2, между этими когерентными источниками, если тупой угол бипризмы равен 179,8°; расстояние SB от S до бипризмы равно 10 см, и показатель преломления стекла бипризмы равен 1,5. Обратите внимание на то, что углы CAB и ACB призмы очень малы.

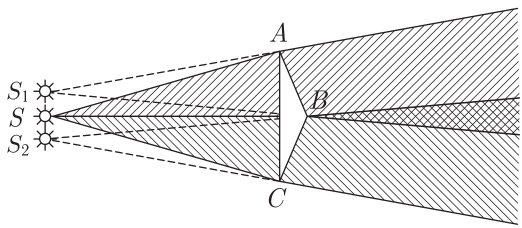


Рис. 342. К упражнению 11: для ясности чертежа углы A и C бипризмы сильно преувеличены; пучки лучей, идущих на нижнюю и верхнюю половины бипризмы, заштрихованы различно

12. В качестве источника S в предыдущей задаче использована тонкая щель, параллельная ребру призмы и освещенная желтым светом натрия ($\lambda = 589$ нм). Интерференция наблюдается на экране, расположенном на расстоянии 10 м от S. Покажите, что центральный максимум интерференции лежит в том месте, где продолжение линии SB (рис. 342) пересекает экран. Найдите положение на экране других максимумов и минимумов. Вычислите ширину интерференционной полосы, т. е. расстояние между соседними максимумами (или минимумами). Как она будет меняться при уменьшении тупого угла бипризмы; при увеличении расстояния до экрана?

13. В задачах 10 и 11 показано, что ширина интерференционных полос тем больше, чем меньше расстояние между двумя когерентными источниками.

Интерференцию при отражении от тонкой пленки можно рассчитать как интерференцию от двух когерентных источников, представляющих собой отражение источника света в верхней и нижней поверхностях пленки. Как изменится ширина полос, если пленка станет толще?

14. Выведите формулы для радиуса первой и второй зон Френеля для точки, отстоящей на расстоянии D от фронта плоской волны, длина которой равна λ.

15. Рассчитайте площадь первой, второй и третьей зон Френеля для точки, отстоящей на расстоянии 2 м от фронта плоской волны, если длина волны равна 500 нм.

16. Какая длина волны максимума т р е т ь е г о порядка дифракционной решетки совпадает с максимумом ч е т в е р т о г о порядка для длины волны $\lambda = 405$ нм?

17. Для каких длин волн можно наблюдать дифракционные максимумы с решеткой, период которой равен d?

18. На дифракционную решетку с периодом d падает монохроматический свет, длина волны которого равна λ. Спектры наблюдаются с помощью трубы, как показано на рис. 343. Сколько порядков спектров можно наблюдать? Дайте общее решение; примените его для частного случая, когда $d = 0{,}01$ мм, а $\lambda = 520$ нм.

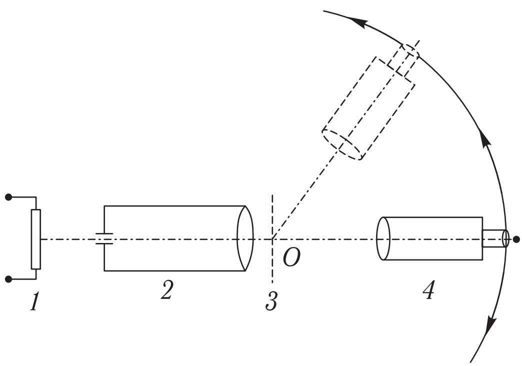


Рис. 343. К упражнению 18: *1* — источник монохроматического света, *2* — коллиматор, *3* — дифракционная решетка, *4* — труба, которую можно вращать около центра O

19. Сколько штрихов на миллиметр должна иметь дифракционная решетка, пригодная для исследований инфракрасных спектров с длиной волны около 100 мкм.

20. Выведите для дифракционной решетки соотношение между длинами волн максимумов m-го и n-го порядков, которые совпадают друг с другом.

Рассмотрите для дифракционной решетки: а) линии каких длин волн спектра второго порядка и спектра третьего порядка накладываются на линию длины волны $\lambda = 600$ нм спектра первого порядка; б) линии какой длины волны спектра первого порядка накладываются на линию длины волны $\lambda = 450$ нм спектра второго порядка.

21. Дифракционная решетка имеет 100 штрихов на миллиметр. Определите углы, под которыми расположены максимумы первого, второго и третьего порядков для $\lambda = 500$ нм.

22. Дифракционный спектроскоп имеет устройство, изображенное на рис. 344. Период решетки равен 6 мкм, фокусное расстояние объектива *3* равно 1 м. а) Определите расстояния между двумя желтыми линиями натрия 589,0 и 589,6 нм в первом и втором порядках. б) Определите расстояние между положениями линии 600 нм в спектрах первого и второго порядков. в) В каком порядке расстояние между двумя желтыми линиями ртути 577 нм и 579 нм будет равно 1,33 мм? г) Дисперсия спектроскопа измеряется числом нанометров, приходящихся на участок пластинки длиной в 1 мм. Зависит ли дисперсия дифракционного спектроскопа от длины волны? Вычислите дисперсию спектроскопа для первого и второго порядков.

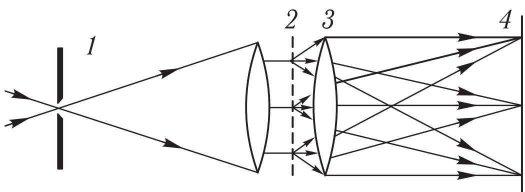


Рис. 344. К упражнению 22: *1* — коллиматор, *2* — дифракционная решетка, *3* — объектив камеры, *4* — фотопластинка

23. Если смотреть, прищурив глаз, на нить лампочки накаливания, то нить кажется окаймленной светлыми бликами по двум перпендикулярным направлениям. При поворачивании головы около луча зрения картина также поворачивается. Если нить лампы расположена примерно параллельно носу наблюдателя, то удается наблюдать ряд цветных (радужных) изображений нити; это не удается или удается лишь очень неотчетливо, если нить лампы расположена перпендикулярно к носу наблюдателя.

Выполните эти наблюдения.

Обратите внимание, в каком порядке расположены цвета в цветном изображении.

Объясните наблюдаемые явления.

24. Принимая в предыдущей задаче толщину волосков ресниц, равной 0,1 мм, и считая, что волоски отстоят друг от друга на 0,15 мм,

рассчитайте примерное расстояние между изображениями нити лампы, если она находится в 3 м от наблюдателя. Изменяется ли это расстояние при приближении и удалении лампы? Проверьте последнее заключение на опыте.

25. Более точная схема расположения приборов при определении скорости света по методу Фуко приведена на рис. 345.

Линза дает изображение источника S на поверхности сферического зеркала, центр которого совпадает с осью вращения зеркала. Стеклянная пластинка, отражая часть света в направлении S'', облегчает выполнение наблюдений. Рассмотрите, как работает эта схема.

26. Разрешающая способность телескопа такова, что две звезды, угловое расстояние между которыми равно $1/8''$, различаются в этот телескоп как раздельные. На каком расстоянии (в км) должны находиться друг от друга такие различимые звезды, если свет от них идет до Земли 100 световых лет?

27. Разрешающая способность глаза при достаточной освещенности объекта равна $1'$. На расстоянии 1 м от глаза на белом фоне натянуты тонкие черные проволочки. Каково должно быть расстояние между проволочками, чтобы они не сливались для глаза?

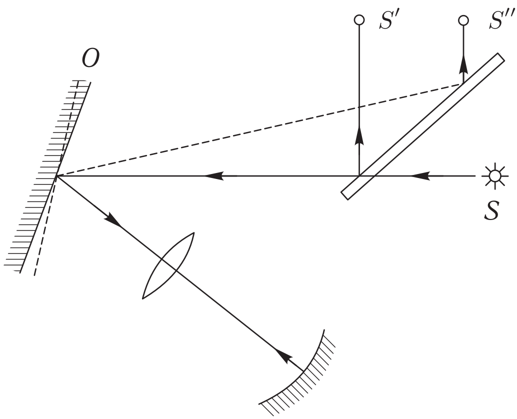


Рис. 345. К упражнению 25

28. Почему близорукий глаз может различать более мелкие детали (например, читать более мелкий шрифт), чем нормальный глаз?

29. Диаметр объектива микроскопа близок к диаметру зрачка глаза. Поэтому их угловая разрешающая сила, обусловленная дифракцией на отверстии зрачка или объектива, примерно одинакова и равна $1'$. Но так как фокусное расстояние объектива мало, то рассматриваемый объект можно сильно приблизить к объективу. На каком расстоянии должны быть штрихи сетки, чтобы их можно

было различить в микроскоп, фокусное расстояние объектива которого равно 1 мм?

30. Разрешающая способность глаза (острота зрения) зависит от освещенности и характера рассматриваемого объекта. Нормальный глаз при освещенности около 100 лк может различать на черном фоне детали белого объекта (например, буквы, написанные мелом на черной доске), если угловые размеры их около $100''$ ($\sim 2'$). Какого размера должны быть буквы на классной доске, чтобы ученик мог их различать с парты, расположенной на расстоянии 8 м от доски? Детали, отличающие одну букву от другой, составляют примерно пятую часть буквы.

31. На каком расстоянии должны быть два пункта на Луне (например, две горные вершины), чтобы они не сливались при наблюдении глазом и с помощью телескопа? Освещенность и контрастность предполагаются достаточными для того, чтобы можно было для глаза считать разрешающую способность равной $1'$, а для телескопа $1/8''$. Расстояние до Луны равно 382 000 км.

32. Лист белой бумаги освещен одновременно двумя электрическими дугами, перед одной из них стоит желтое стекло, а перед другой — синее (рис. 346, *а*). Желтое стекло поглощает голубую, синюю и фиолетовую части спектра, а синее стекло — красную, оранжевую и желтую.

Тот же лист бумаги, ярко освещенный электрической дугой, рассматривают через те же два цветных стекла — желтое и синее, сложенные вместе (рис. 346, *б*). Объясните, какой будет казаться освещенная бумага в первом и втором случаях.

33. Опишите, как выглядит белая, красная, желтая, зеленая и синяя бумага, освещенная желтым светом натриевого пламени.

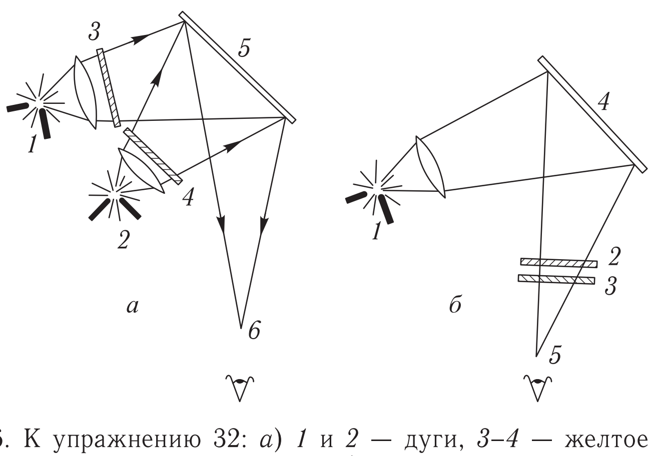


Рис. 346. К упражнению 32: *а*) *1* и *2* — дуги, *3–4* — желтое и синее стекла, *5* — белая бумага, *6* — глаз; *б*) *1* — дуга, *2–3* — желтое и синее стекла, *4* — белая бумага, *5* — глаз

34. Объясните происхождение цвета: а) синего неба, б) синего стекла, в) синей бумаги.

35. На пластинку никеля, для которого работа выхода равна 4,5 эВ, падает ультрафиолетовое излучение, длина волны которого равна 200 нм. Определите максимальную скорость фотоэлектронов.

Значения необходимых постоянных: масса электрона равна $0{,}91 \times 10^{-30}$ кг, скорость света равна $3 \cdot 10^8$ м/с, постоянная Планка равна $6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж · с.

36. Какова наибольшая длина волны света, под действием которой можно получить фотоэффект с поверхности натрия (работа выхода $A_{\mathrm{Na}} = 2{,}35$ эВ), вольфрама ($A_{\mathrm{W}} = 4{,}5$ эВ), платины ($A_{\mathrm{Pt}} = 5{,}3$ эВ)? (Эта длина волны носит название *длинноволновой* или *красной границы фотоэффекта*.)

37. Под действием рентгеновского излучения пластинка из Zn, изображенная на рис. 330, зарядилась так, что электрометр показывает 1500 В. 1) Каков знак заряда электрометра? 2) Какова длина волны рентгеновского излучения, примененного в этом опыте? б) Изменится ли заметно результат опыта, если пластинку сделать из никеля или вольфрама?

38. Вычислите отношение путей солнечных лучей в атмосфере для положения Солнца на горизонте и в зените (ср. рис. 319).

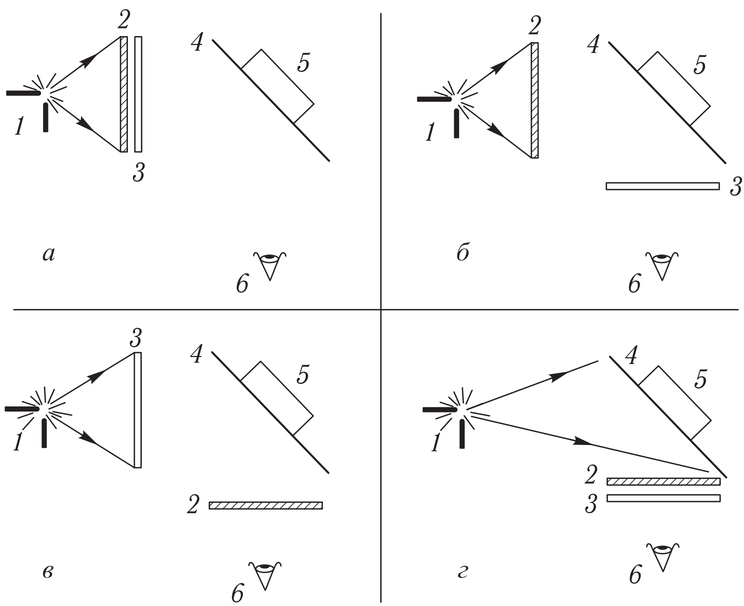


Рис. 347. К упражнению 40: *1* — дуга, *2* — фиолетовый фильтр, *3* — желто-зеленый фильтр, *4* — лист бумаги, *5* — сосуд с флюоресцеином, *6* — глаз

Рассмотрите атмосферу как имеющую равномерную плотность, равную плотности у поверхности Земли (так называемая приведенная атмосфера). Ее толщину примите равной 10 км, а радиус Земли 6400 км.

39. Нередко замечается, что классная доска «отсвечивает», т. е. написанное белым мелом неразличимо на черной доске. Объясните это явление. При каких положениях учеников, доски н окна оно будет наблюдаться? Будет ли отсвечивать экран, сделанный из черного бархата?

Примечание. Буквы, написанные мелом, отражают свет диффузно (рассеивают) и обладают большим коэффициентом отражения (альбедо для мела близко к единице); черная лакированная доска отражает зеркально, хотя и с небольшим коэффициентом отражения; этот коэффициент отражения заметно возрастает по мере приближения угла падения света на доску к прямому.

40. Даны два фильтра: фиолетовый и желто-зеленый; первый пропускает фиолетовую и темно-синюю часть спектра, а второй — красную, оранжевую, желтую и желто-зеленую. Сложенные вместе, они задерживают, следовательно, все цвета спектра. Такие фильтры называются *дополнительными*.

Свет от электрической дуги направляется на белую бумагу или на сосуд с флюоресцеином, причем фильтры располагаются в одном из четырех положений, изображенных на рис. 347.

Что мы будем наблюдать в первом (бумага) и втором (флюоресцеин) случаях?

РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Глава XXII. СТРОЕНИЕ АТОМА

§ 194. Представление об атомах. Из химии и предыдущих разделов физики мы знаем, что все тела построены из отдельных, очень малых частиц — атомов и молекул. Под атомами понимают мельчайшую частицу химического элемента. Молекулой называют более сложную частицу, состоящую из нескольких атомов. Физические и химические свойства элементов определяются свойствами атомов этих элементов.

Слово «атом» происходит от греческого «атомос» — неделимый. Вплоть до конца XIX века было распространено убеждение, что атомы являются простейшими, неделимыми частицами вещества. Однако последующее развитие науки опровергло эту точку зрения. Было установлено, что атомы не являются простейшими частицами, а представляют собой довольно сложные образования. Указание на это дает нам оптика, и, в частности, электромагнитная теория света. Было доказано, что электромагнитные волны, а следовательно, и свет испускаются при ускоренном движении электрических зарядов. Но и атомы вещества способны испускать свет — видимые электромагнитные волны, давая характерное для каждого атома излучение — спектр (см. гл. XX). Отсюда мы должны заключить, что атомы содержат в себе электрические заряды, способные перемещаться. Изучение электропроводности металлов и газов (см. том II, §§ 86, 91 и 92) показывает, что в состав атомов входят отрицательно заряженные частицы — э л е к т р о н ы, масса которых очень мала по сравнению с массой атома. Так как атом в целом нейтрален, то наряду с электронами атомы содержат также и положительно заряженные частицы.

Таким образом, атомы являются сложными частицами, построенными из других, более простых частиц. Составными частями атомов являются *электроны* и, как мы увидим в гл. XXIV, положительно заряженные частицы — *протоны* и незаряженные частицы — *нейтроны*.

Атомы представляют собой весьма прочные системы, неизмеримо более стойкие, чем составленные из атомов молекулы. Действительно, мы можем сравнительно легко разложить молекулу на атомы. Для этой цели достаточно, например, нагреть вещество. Так, нагревая газообразный азот или водород до температуры порядка 2000 K, мы заставляем значительную часть молекул (N_2 или H_2) распадаться на соответствующие атомы; при этом надо отметить, что молекулы N_2 и H_2 принадлежат к числу наиболее прочных. Молекула хлористого аммония NH_4Cl, например, распадается на аммиак NH_3 и хлористый водород HCl уже при комнатной температуре или небольшом нагревании. Бросая в воду кусочек металлического натрия, мы вызываем химическую реакцию, в результате которой молекула воды H_2O распадается, выделяется газообразный водород H_2 и образуется едкий натр NaOH, т. е. происходит радикальное преобразование молекул. С атомами такие преобразования долго не удавались. Весьма сильные воздействия (нагрев, изменение давления, пропускание мощных электрических разрядов и т. д.) приводят лишь к очень незначительным изменениям атомов: они могут ионизоваться: т. е. от них могут отделиться один или несколько электронов.

Хотя ион обладает некоторыми чертами, отличающими его от атома, однако основные свойства атома сохранены в нем; ион крайне легко вновь становится нейтральным атомом, присоединяя к себе обратно потерянные электроны. Длительные усилия алхимиков превратить один атом в другой (в частности, получить золото из «неблагородных» элементов) путем различных химических и физических воздействий на атом остались тщетными.

Лишь сравнительно недавно были открыты явления, в которых атомы претерпевают глубокие изменения, превращаясь в атомы других элементов. С кругом этих явлений мы познакомимся в гл. XXIII и XXIV.

§ 195. Постоянная Авогадро. Размеры и массы атомов. Одной из важных постоянных атомной физики является *постоянная Авогадро* (см. том I, § 242) — число структурных элементов (атомов, молекул, ионов и т. п.) в моле вещества. Зная постоянную Авогадро, можно найти величины, характеризующие отдельный атом: массу и размеры атома, заряд иона и т. п.

Существует ряд способов измерения постоянной Авогадро. В них используются физические явления различного рода. К числу таких явлений относятся броуновское движение частиц,

взвешенных в жидкости или газе (см. том I, § 219), радиоактивность (см. гл. XXII), рассеяние света в газах и др. Наиболее точным методом определения этой постоянной является метод, основанный на дифракции рентгеновского излучения.

Из оптики (см. гл. XVII) мы знаем, что рентгеновское излучение представляет собой электромагнитные волны, отличающиеся от видимого света значительно меньшей длиной волны. Волновая природа рентгеновского излучения была установлена впервые в опытах по дифракции на кристаллах. Эти опыты одновременно подтвердили справедливость представления о кристаллах как о совокупности правильно расположенных атомов, образующих пространственную решетку (см. том I, § 266).

Пучок рентгеновских лучей, падающих на кристалл, рассеивается по преимуществу в некоторых избранных направлениях (см. § 154). Углы рассеяния определяются длиной волны рентгеновского излучения и расстоянием между соседними атомами в кристалле. Если одна из этих величин известна, то, измерив углы рассеяния, можно определить вторую.

Длину волны рентгеновского излучения измеряют с большой точностью по дифракции на обыкновенной штриховой решетке, подобной решеткам, применяемым в оптике (см. §§ 135 и 138). Зная же длину волны рентгеновского излучения, мы можем определить межатомное расстояние в кристалле. В кристаллах типа каменной соли NaCl атомы расположены по вершинам куба со стороной, равной кратчайшему межатомному расстоянию a [1]). Объем кристалла, приходящийся на один атом, составляет a^3, на одну молекулу $2a^3$. Пусть объем кристаллического вещества, количество которого равно 1 молю, есть V. Тогда постоянную Авогадро можно найти по формуле

$$N_A = V/2a^3.$$

Все разнообразные способы измерения постоянной Авогадро приводят к одному и тому же значению. По современным измерениям значение это равно

$$N_A = 6{,}02 \cdot 10^{23}\ \text{моль}^{-1}.$$

Согласие различных способов определения постоянной Авогадро (равно как и согласие различных способов измерения масс,

[1]) Рассмотреть расположение отдельных атомов тяжелых элементов в кристалле и измерить расстояние между ними можно также с помощью электронного микроскопа.

размеров и скоростей атомов) является убедительным доказательством справедливости атомистической теории вещества.

Обратим внимание на резкое различие сжимаемости газов, с одной стороны, и жидкостей и твердых тел, с другой стороны.

Согласно закону Бойля–Мариотта (см. том I, § 226) для уменьшения объема газа на 1% достаточно на 1% увеличить давление. В твердых же телах и жидкостях уменьшение объема на 1% требует увеличения давления в десятки и сотни раз (исходное давление предполагается атмосферным). Это различие объясняется тем, что молекулы газов находятся на расстояниях, которые во много раз превосходят размеры молекул. Их сближению препятствует тепловое движение. Силы же взаимодействия между молекулами газа, находящимися на больших расстояниях друг от друга, настолько слабы, что их можно не учитывать. Наоборот, в жидкостях и в твердых телах атомы (или молекулы) можно рассматривать как расположенные почти «вплотную». При сближении атомов (молекул) возникают огромные силы отталкивания, которые и затрудняют уменьшение объема этих тел.

Таким образом, среднее расстояние между центрами соседних атомов твердого или жидкого тела можно приближенно считать линейным размером атома. Зная постоянную Авогадро, легко вычислить это расстояние.

Моль вещества содержит N_A атомов и занимает объем M/ρ, где ρ — плотность вещества, M — его молярная масса. Придадим молю вещества форму куба. На ребре куба уложится $\sqrt[3]{N_A}$ атомов; длина ребра будет равна корню кубическому из объема куба, т. е. $\sqrt[3]{M/\rho}$. Поделив длину ребра на число атомов на нем, получим среднее расстояние между центрами соседних атомов, которое мы принимаем за приближенный размер атома. Это расстояние

$$a = \frac{\sqrt[3]{M/\rho}}{\sqrt[3]{N_A}} = \sqrt[3]{\frac{M}{\rho N_A}}.$$

Для жидкого водорода (при температуре $T = 24$ К), подставляя $M = 1{,}008 \cdot 10^{-3}$ кг/моль и $\rho = 86$ кг/м^3, находим

$$a = \sqrt[3]{\frac{1{,}008 \cdot 10^{-3}}{86 \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23}}} = 2{,}7 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

Для других элементов расчет дает сходные значения. Мы можем заключить, что линейные размеры всех атомов близки к 10^{-10} м.

Зная постоянную Авогадро, можно также определить массу атома: $m = M/N_A$.

Эта формула дает нам среднее значение массы атома. Вопрос о том, одинаковы ли все атомы данного элемента по массе или нет, должен быть решен опытом (см. § 195).

Легчайшим из атомов является атом водорода, относительная атомная масса которого равна 1,008 и, следовательно, $M = 1{,}008 \cdot 10^{-3}$ кг/моль. Разделив это значение M на N_A, получим массу атома водорода:

$$m_{\mathrm{H}} = \frac{1{,}008 \cdot 10^{-3}}{6{,}02 \cdot 10^{23}} = 1{,}67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

§ 196. Элементарный электрический заряд. Законы электролиза, открытые Фарадеем, свидетельствуют в пользу существования мельчайших, неделимых количеств электричества. При электролизе один моль любого n-валентного элемента переносит заряд $F \cdot n = 96\,485\, n$ кулонов (F — постоянная Фарадея). На один атом (точнее, ион) приходится, таким образом, заряд

$$q = \frac{Fn}{N_A} = \frac{96\,480}{6{,}02 \cdot 10^{23}} n = 1{,}60 \cdot 10^{-19} n \text{ Кл}.$$

На одновалентный ион ($n = 1$) приходится заряд $e = 1{,}60 \times \times 10^{-19}$ Кл, на двухвалентный ($n = 2$) — заряд $2e$, на трехвалентный ($n = 3$) — заряд $3e$ и т. д.

Эту закономерность легко понять, если принять, что заряд $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Кл является мельчайшей порцией заряда, *элементарным зарядом*.

Но законы электролиза можно понимать и в том смысле, что e является средней порцией заряда, переносимой одновалентным ионом; свойство n-валентного иона переносить в n раз больший заряд должно было бы объясняться тогда не атомарной структурой электричества, а только свойствами иона. Поэтому для выяснения вопроса о существовании элементарного заряда необходимы прямые опыты по измерению мельчайших количеств электричества. Такие опыты были выполнены американским физиком Робертом Милликеном (1868–1953) в 1909 г.

Установка Милликена изображена схематически на рис. 348. Основной ее частью является плоский конденсатор *2*, *3*, на пластины которого с помощью переключателя *4* можно подавать разность потенциалов того или иного знака. В сосуд *1* с помощью пульверизатора вбрызгиваются мельчайшие капли масла или другой жидкости. Некоторые из этих капель через отверстие в верхней пластине попадают в пространство между пластина-

ми конденсатора, освещаемое лампой *6*. Капли наблюдаются в микроскоп через окошко *5*; они выглядят яркими звездочками на темном фоне.

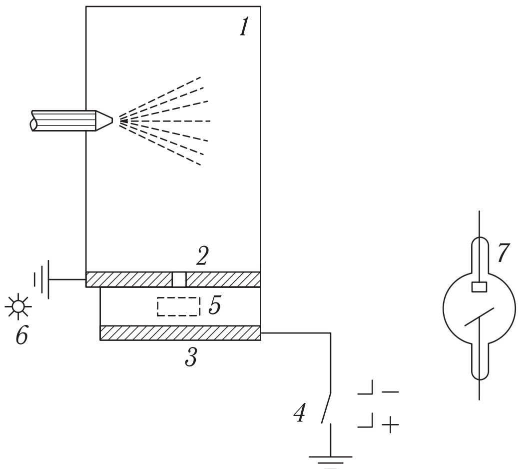


Рис. 348. Схема опыта по измерению элементарного электрического заряда. Рентгеновская трубка *7* служит для изменения заряда капель; ее излучение создает в объеме между пластинами *2* и *3* ионы, которые, прилипая к капле, изменяют ее заряд

Когда между пластинами конденсатора нет электрического поля, капли падают вниз с п о с т о я н н о й скоростью. При включении поля незаряженные капли продолжают опускаться с неизменной скоростью. Но многие капли при разбрызгивании приобретают заряд (электризация трением). На такие заряженные капли действует, кроме силы тяжести, также сила электрического поля. В зависимости от знака заряда можно выбрать направление поля так, чтобы электрическая сила была направлена навстречу силе тяжести. В таком случае заряженная капелька после включения поля будет падать с меньшей скоростью, чем в отсутствие поля. Можно подобрать значение напряженности поля E так, что электрическая сила превзойдет силу тяжести и капля будет двигаться вверх.

В установке Милликена можно наблюдать за одной и той же каплей в течение нескольких часов; для этого достаточно выключать (или уменьшать) поле, как только капля начнет приближаться к верхней пластине конденсатора, и включать (или увеличивать) его снова, когда она будет опускаться к нижней пластине.

Равномерность движения капли свидетельствует о том, что действующая на нее сила уравновешивается сопротивлением воздуха, которое пропорционально скорости капли. Поэтому для такой капли можно написать равенство

$$mg = kv, \tag{196.1}$$

где mg — сила тяжести, действующая на каплю с массой m, v — скорость капли, kv — сила сопротивления воздуха (сила трения), k — коэффициент, зависящий от вязкости воздуха и размеров капли.

Измерив с помощью микроскопа диаметр капли, следовательно, зная ее массу, и определив далее скорость свободного равномерного падения v, мы можем найти из (196.1) значение коэффициента k, которое для данной капли сохраняется неизменным. Условие равномерного движения для капли с зарядом q, поднимающейся со скоростью v_E в электрическом поле E, имеет вид

$$qE - mg = kv_E. \tag{196.2}$$

Из (196.2) получаем

$$q = \frac{kv_E + mg}{E}.$$

Таким образом, проделав с о д н о й и т о й ж е к а п л е й измерения в отсутствие поля и при его наличии, найдем з а р я д капли q. Мы можем изменить этот заряд. Для этой цели служит рентгеновская трубка 7 (рис. 348), с помощью которой можно ионизовать воздух в конденсаторе. Образовавшиеся ионы будут захватываться капелькой, и заряд ее изменится, сделавшись равным q'. При этом изменится скорость равномерного движения капли и она станет равной v'_E, так что

$$q'E - mg = kv'_E. \tag{196.3}$$

Из (196.2) и (196.3) найдем изменение заряда

$$q - q' = \frac{k}{E}(v_E - v'_E),$$

которое также может быть определено, поскольку коэффициент k для капли известен.

Многочисленные измерения этого рода с каплями из различных веществ (вода, масло, глицерин, ртуть), заряженными положительно и отрицательно, обнаружили, что как заряд q,

так и все наблюдаемые изменения зарядов $q - q'$ всегда оказываются кратными одному и тому же минимальному заряду

$$e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}\ \text{Кл}.$$

Этот минимальный заряд равен, как мы видим, элементарному заряду, проявляющемуся в процессе электролиза. Важно отметить, что начальный заряд капли есть «электричество трения», изменения же этого заряда происходили за счет захвата каплей ионов газа, образованных рентгеновскими лучами. Таким образом, заряд, образующийся при трении, заряды ионов газа и ионов электролита слагаются из одинаковых элементарных зарядов. Данные других опытов позволяют обобщить этот вывод: *все встречающиеся в природе положительные и отрицательные заряды состоят из целого числа элементарных зарядов* $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Кл.

В частности, заряд электрона равен по абсолютному значению одному элементарному заряду.

§ 197. Единицы заряда, массы и энергии в атомной физике. Итак, заряд любой частицы содержит всегда целое число элементарных зарядов. Для частицы атомных размеров это целое число будет к тому же и небольшим. Ввиду этого в атомной физике удобно за единицу электрического заряда принять элементарный заряд $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Кл. За единицу массы в атомной физике принимается $1/12$ массы атома изотопа углерода ^{12}C. Атомная масса этого изотопа равна 12, а молярная масса $M = 12 \cdot 10^{-3}$ кг/моль. Поэтому атомная единица массы (а. е. м.) равна

$$1\ \text{а. е. м.} = \frac{1}{12}\frac{M}{N_A} = \frac{1}{12}\frac{12 \cdot 10^{-3}}{6{,}02 \cdot 10^{23}}\ \text{кг} = 1{,}66 \cdot 10^{-27}\ \text{кг}.$$

Атомную единицу массы можно определить также как массу атома элемента с атомной массой 1. Поэтому масса атома (точнее ее средняя величина), выраженная в атомных единицах массы, равна атомной массе элемента.

Отметим, что элемента с атомной массой, равной единице, в природе не существует. Атомная масса водорода близка к единице, но несколько больше ее: она равна 1,008. Итак, масса легчайшего из атомов равна 1,008 а. е. м.

Единица энергии, принятая в атомной физике, есть энергия, приобретаемая частицей с зарядом e (например, электроном) при прохождении разности потенциалов 1 В. Эта едини-

ца носит название *электронвольт* и обозначается эВ. Энергия, приобретаемая зарядом при движении в электрическом поле, равна произведению заряда на разность потенциалов начальной и конечной точек пути, поэтому

$$1\ \text{эВ} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{Кл} \cdot 1\ \text{В} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{Дж}.$$

Из определения электронвольта следует, что электрон, ускоренный разностью потенциалов U [В], имеет энергию, численно равную U [эВ]. Ион с зарядом $2e$, пройдя ту же разность потенциалов, приобретает энергию $2U$ [эВ], и т. д.

В электронвольтах можно измерять энергию не только заряженных, но и нейтральных частиц. Для примера выразим в электронвольтах энергию атома кислорода ($m = 16$ а. е. м.), движущегося со скоростью $v = 10^3$ м/с:

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{16 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-27} \cdot (10^3)^2}{2} = \\ = 1{,}33 \cdot 10^{-20}\ \text{Дж} = \frac{1{,}33 \cdot 10^{-20}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}}\ \text{эВ} = 0{,}083\ \text{эВ}.$$

Используются также кратные электронвольту единицы:

$$1\ \text{кэВ} = 10^3\ \text{эВ}, \quad 1\ \text{МэВ} = 10^6\ \text{эВ},$$
$$1\ \text{ГэВ} = 10^9\ \text{эВ}, \quad 1\ \text{ТэВ} = 10^{12}\ \text{эВ}.$$

§ 198. Измерение массы заряженных частиц. Масс-спектрограф. Из курса электричества мы знаем, что на заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле, действует сила, называемая *силой Лоренца* [1]). Сила Лоренца перпендикулярна к магнитному полю и к скорости частицы, и ее направление определяется правилом левой руки (рис. 349). Модуль этой силы пропорционален заряду частицы q, ее скорости v, магнитной индукции поля B и синусу угла между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$. Если направление скорости $\mathbf{v}$ перпендикулярно к направлению индукции $\mathbf{B}$, то модуль силы Лоренца выражается формулой

$$F_{\text{Л}} = qvB,$$

где q — заряд частицы в кулонах, v — ее скорость в метрах в секунду, B — индукция в тесла, $F_{\text{Л}}$ — сила в ньютонах. Ускорение a, сообщаемое силой Лоренца, как и всякой силой во-

[1]) В настоящее время в большинстве книг принято несколько другое определение силы Лоренца, включающее член $q\mathbf{E}$ (см. том II, § 138).

обще, прямо пропорционально силе и обратно пропорционально массе m частицы.

Рассмотрим движение частицы в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно к скорости частицы. Так как сила Лоренца и, следовательно, ускорение перпендикулярны к скорости, то частица будет двигаться по окружности; при этом модуль скорости v остается неизменным, ибо, как известно из механики, перпендикулярность ускорения и скорости характерна для равномерного движения по окружности. Ускорение частицы при равномерном движении по окружности равно v^2/r, где r — радиус окружности. Таким образом, ускорение частицы

$$a = \frac{q}{m}vB = \frac{v^2}{r},$$

откуда

$$r = \frac{mv}{qB}. \qquad (198.1)$$

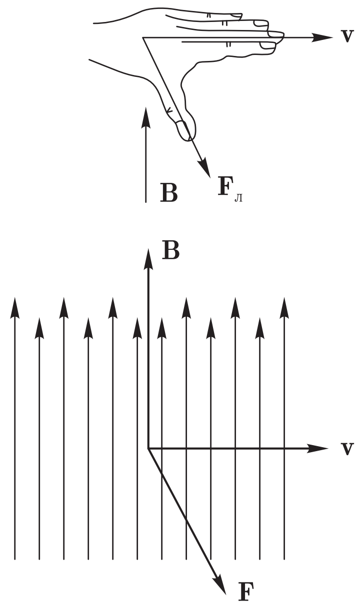


Рис. 349. Направление силы Лоренца $\mathbf{F}_Л$, действующей на заряд, движущийся в магнитном поле $\mathbf{B}$ со скоростью $\mathbf{v}$. Изображен случай положительного заряда. Для отрицательного заряда сила направлена в противоположную сторону

Чем меньше q/m, тем больше радиус траектории частицы при заданных v и B (рис. 350). Зная v и B и измерив радиус траектории r, можно определить q/m — отношение заряда частицы к ее массе. Заряд частицы равен одному или нескольким элементарным зарядам. Если он известен, то может быть вычислена масса частицы. Этот принцип лежит в основе действия прибора, называемого *масс-спектрографом* и служащего для измерения масс мельчайших заряженных частиц — ионов и электронов.

Схема масс-спектрографа с однородным магнитным полем изображена на рис. 351. Прибор представляет собой откачанный до высокой степени разрежения сосуд, помещенный в магнитное поле, линии которого перпендикулярны к плоскости чертежа. Заряженные частицы испускаются источником *1*. Простейшим

источником является электрический разряд в газе. Разряд сопровождается интенсивной ионизацией газа. При положительной разности потенциалов между диафрагмой *2* и щелью источника из разряда будут «отсасываться» электроны и отрицательные ионы, при отрицательной разности потенциалов — положительные ионы. Заполняя источник различными газами или парами, можно получить ионы различных элементов.

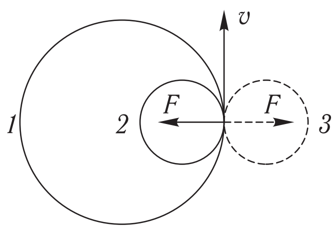


Рис. 350. Траектории заряженных частиц с равными начальными скоростями в однородном магнитном поле; *1* — малое отношение q/m, *2* — большое отношение q/m; *1* и *2* — отрицательно заряженные частицы: *3* — положительно заряженная частица. Линии магнитного поля перпендикулярны к плоскости чертежа и направлены на нас

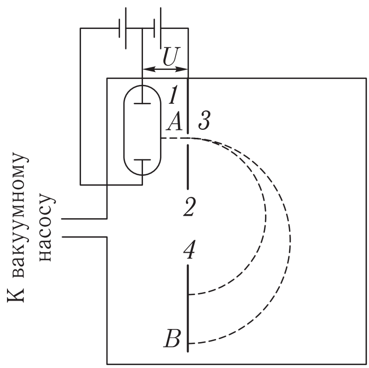


Рис. 351. Схема масс-спектрографа: *1* — источник ионов (газоразрядная трубка), *2* — диафрагма со щелью *3*, *4* — фотопластинка, U — напряжение, ускоряющее ионы

Частицы, прошедшие через щель *3*, попадают в магнитное поле с теми скоростями, которые им сообщает ускоряющая их разность потенциалов. Все частицы с данным отношением q/m приобретают равные скорости и будут в магнитном поле описывать окружности одного и того же радиуса. После отклонения на 180° пучок частиц попадает на фотопластинку; в месте попадания пучка после проявления пластинки обнаружится темная полоска [1]). Расстояние AB (рис. 351) равно удвоенному радиусу r окружности, по которой двигалась частица. Величина r зависит от скорости частицы. Для нахождения скорости мы используем

[1]) Опыты показывают, что быстрые заряженные частицы производят на светочувствительную эмульсию фотопластинок действие, аналогичное действию световых лучей.

то обстоятельство, что частица влетает в магнитное поле с кинетической энергией $W_к = mv^2/2$, полученной за счет работы электрического поля, равной qU. Таким образом,

$$W = \frac{1}{2}mv^2 = qU. \tag{198.2}$$

Из (198.1) и (198.2) имеем

$$m = \frac{qr^2B^2}{2U}.$$

Подставляя в эту формулу известные значения q, B, U и полученный измерением радиус r, можем вычислить массу частиц, попавших в точку B пластинки.

Если в пучке, испускаемом источником, содержатся частицы с различными отношениями заряда к массе, на фотопластинке получится несколько параллельных полосок. Самая близкая к щели полоска вызвана частицами, которые движутся по окружности наименьшего радиуса. Эти частицы обладают наибольшим отношением заряда к массе. Если з а р я д ы всех частиц в пучке о д и н а к о в ы, то ближайшая к щели полоска соответствует частицам наименьшей массы.

По аналогии с оптикой изображение, полученное на фотопластинке, называют *спектром*. Оптический спектрограф дает спектр длин волн светового пучка, т. е. распределение спектральных линий по длинам волн. Масс-спектрограф дает спектр масс пучка частиц, т. е. распределение частиц по массам (точнее, по отношениям q/m).

В опыте по измерению массы электрона с помощью масс-спектрографа на фотопластинке обнаруживается только одна полоска. Так как заряд каждого электрона равен одному элементарному заряду [1]), мы приходим к заключению, что все электроны обладают одинаковой массой.

Если скорость электрона в масс-спектрографе достаточно мала (или, иными словами, если разгоняющее напряжение U не слишком велико), получаемое при измерении значение массы электрона не зависит от его скорости и равно

$$m = 0{,}911 \cdot 10^{-30} \text{ кг} = 1/1823 \text{ а.е.м.}$$

Таким образом, *электрон* (покоящийся или медленно движущийся) *почти в две тысячи раз легче атома легчайшего вещества — водорода.*

[1]) Многочисленные данные свидетельствуют о том, что не существует электронов, несущих два или более элементарных заряда.

§ 199. Особенности движения частиц при больших скоростях. Теория относительности. Если скорость электрона достаточно велика (ниже мы увидим, что означают выражения «достаточно большая скорость» и «достаточно малая скорость»), то измерение массы электрона уже не дает однозначного результата. Поясним сказанное на примере.

Допустим, что мы измеряем массу электрона с помощью масс-спектрографа, как это описано в предыдущем параграфе. В результате измерения мы получаем некоторое значение массы. Для того чтобы убедиться в справедливости полученного значения, попробуем измерить массу электрона другим способом, используя, например, для измерения массы не магнитное, а электрическое поле.

Возьмем два плоских электрода конденсатора и создадим в пространстве между ними однородное электрическое поле напряженностью $\mathbf{E}$. Расстояние между электродами обозначим через l. Электрон, скорость которого $\mathbf{v}$ параллельна электрическому полю $\mathbf{E}$, влетает в пространство между электродами. Поле напряженностью E действует на электрон с силой $F = qE$, где q — заряд электрона. Если верна ньютоновская механика, то под действием этой силы электрон движется с ускорением $a = qE/m$. Очевидно, что с таким ускорением электрон движется на всем пути между электродами. Если время пролета электрона равно t, то по законам равномерно ускоренного движения

$$l = vt + \frac{at^2}{2} = vt + \frac{qE}{m}\frac{t^2}{2}. \qquad (199.1)$$

Измеряя время пролета t, мы можем попытаться определить по этой формуле массу электрона m. Проделывая такое измерение и сравнивая его результаты со значением массы электрона *той же скорости*, полученным с помощью масс-спектрографа, мы увидим, что найденные значения не согласуются между собой, причем расхождение тем больше, чем больше скорость электрона.

Мы видим, что при больших скоростях движения тел привычная ньютоновская механика приводит к противоречиям. Это противоречие было устранено в теории относительности, возникшей на рубеже XIX и XX веков и окончательно сформулированной в 1905 г. Альбертом Эйнштейном (1879–1955). В этой теории явления, происходящие при движении тел с большими скоростями, получили полное объяснение.

Уравнение движения тела в ньютоновской механике (второй закон Ньютона) имеет вид

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}, \tag{199.2}$$

где m — масса тела, $\mathbf{v}$ — его скорость, $\mathbf{F}$ — действующая на тело сила.

Эйнштейновская механика (ее называют также *механикой теории относительности* или *релятивистской механикой*) приводит к иному уравнению движения, причем при малых скоростях тела это уравнение совпадает с ньютоновским, а при больших скоростях сильно отличается от него.

Мера отличия эйнштейновской механики от ньютоновской определяется множителем

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \tag{199.3}$$

входящим в уравнения движения релятивистской механики. Если скорость тела v мала по сравнению со скоростью света c, мы можем считать множитель γ равным единице. Если же скорость тела приближается к скорости света, множитель γ может во много раз превышать единицу.

Уравнение движения тела в релятивистской механике записывается следующим образом:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m\mathbf{v}) = \mathbf{F}. \tag{199.4}$$

Очевидно, если скорость тела v много меньше скорости света c, это уравнение переходит в уравнение Ньютона. Если же скорость тела близка к скорости света, появляются существенные отличия. Одно из таких отличий заключается в том, что ускорение быстрой частицы не направлено вдоль действующей силы, а составляет с вектором силы некоторый угол.

Для случая, когда ускорение тела направлено перпендикулярно его скорости, как это происходит при движении электрона в магнитном поле масс-спектрографа, релятивистское уравнение движения принимает вид, похожий на уравнение Ньютона:

$$\text{масса} \times \text{ускорение} = \text{сила}, \tag{199.5}$$

но в качестве массы фигурирует величина γm.

Для случая, когда ускорение и скорость параллельны, как это происходит в разобранном выше случае движения электрона в электрическом поле конденсатора, релятивистское уравнение

движения также имеет вид, похожий на уравнение Ньютона, но только вместо массы тела m в уравнение входит величина $\gamma^3 m$. В более сложных случаях движения частиц релятивистское уравнение движения (199.5) даже по внешнему виду не совпадает с ньютоновским.

Из того, что релятивистское уравнение движения при малых скоростях переходит в ньютоновское, можно заключить, что величина m, входящая в релятивистское уравнение, есть масса медленно движущегося или покоящегося тела. Поэтому величину m называют *массой покоя*. Значение массы электрона, приведенное в конце § 198, и есть его масса покоя.

§ 200. Закон Эйнштейна. В предыдущем параграфе мы рассмотрели отличия от ньютоновской механики, возникающие при больших скоростях движения тел. Но даже для медленно движущихся или покоящихся тел теория относительности приводит к очень важным отличиям от ньютоновской механики.

Важнейшим из таких отличий является закон Эйнштейна, связывающий массу тела с его энергией:

масса тела пропорциональна его полной энергии,

или обратно:

полная энергия тела пропорциональна его массе.

Если масса покоя тела равна m, то закон Эйнштейна записывается в виде

$$W_0 = mc^2, \tag{200.1}$$

где W_0 — *энергия покоя* тела, c — скорость света. Из этого закона, в частности, следует, что покоящееся тело может совершать работу и при этом его масса будет уменьшаться на величину, пропорциональную выполненной работе.

Чтобы получить представление о том, насколько велик запас энергии в покоящемся теле, рассмотрим тело единичной массы 1 кг. Тогда в соответствии с законом Эйнштейна энергия покоя этого тела равна

$$W_0 = 1\ \text{кг} \cdot (3 \cdot 10^8\ \text{м/с})^2 = 9 \cdot 10^{16}\ \text{Дж}.$$

Для сравнения заметим, что такую энергию дают при сжигании два миллиона килограмм наиболее теплотворного топлива — нефти.

Во всех обычных процессах (химические реакции, механическое движение тел и т. д.) энергия, переходящая от одного тела (или системы тел) к другому телу (или системе тел), ничтожно мала по сравнению с энергией покоя взаимодействующих тел:

она не превышает миллиардных долей энергии покоя. Ввиду этого при обычных процессах энергия покоя каждого из участвующих во взаимодействии тел изменяется не более чем на миллиардные доли своей величины. Масса тел, пропорциональная энергии покоя, остается поэтому при таких процессах практически (с очень большой точностью) *неизменной*. В этом состоит закон сохранения массы, открытый Ломоносовым и Лавуазье еще задолго до создания теории относительности.

Однако физика атомного ядра знает процессы, в которых выделение энергии настолько велико, что составляет уже заметную долю энергии покоя взаимодействующих тел: примеры — ядерные реакторы, атомное (ядерное и водородное) оружие. Изменения массы тел, сопровождающие превращения энергии в этих процессах, также велики и поддаются точному измерению. Путем таких измерений была доказана, как мы увидим в §§ 223, 225, справедливость закона Эйнштейна.

В изучении процессов, идущих с большим энерговыделением, закон Эйнштейна оказывается очень полезным: с его помощью измерения содержания энергии в теле заменяется более простой задачей — точным измерением массы.

Если тело движется со скоростью v, то содержащийся в нем запас энергии возрастает. Закон Эйнштейна для движущегося со скоростью v тела записывается так:

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \gamma mc^2, \tag{200.2}$$

где γ — введенный ранее множитель, зависящий от скорости тела. Из этой формулы виден физический смысл множителя γ: этот множитель показывает, во сколько раз запас энергии в движущемся теле превышает энергию покоя $W_0 = mc^2$.

С помощью формулы (200.2) можно показать, что со скоростью света могут двигаться только тела с массой покоя, равной нулю. Действительно, если в этой формуле считать энергию W постоянной величиной, то для массы тела мы имеем

$$m = \frac{W}{c^2}\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\,.$$

При $v = c$ получаем $m = 0$.

Таким образом, частицы электромагнитного поля — световые кванты имеют *нулевую массу покоя*.

Вычитая из энергии движущегося тела γmc^2 энергию покоя mc^2, мы получаем выражение для кинетической энергии тела

в теории относительности:

$$W_{\text{к}} = mc^2(\gamma - 1) = mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1\right). \qquad (200.3)$$

При малых скоростях тела это выражение переходит в известное выражение для кинетической энергии тела в ньютоновской механике:

$$W_{\text{к}} = \frac{mv^2}{2}.$$

Отметим еще один результат теории относительности. Импульс тела (количество движения) в теории относительности выражается формулой

$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \gamma m\mathbf{v}, \qquad (200.4)$$

т. е. отличается множителем γ от выражения для импульса в ньютоновской механике.

Из формул (200.2) и (200.4) следует важное соотношение между энергией и импульсом тела:

$$W^2 = p^2c^2 + m^2c^4.$$

В годы формулирования теории относительности многие из ее выводов казались настолько необычными, что к теории относились с большим сомнением. Но все предсказания теории относительности нашли подтверждение на опыте. Сейчас теория относительности и ее следствия широко применяются при расчете ускорителей и ядерных реакторов.

§ 201. Массы атомов; изотопы. Рассмотрим результаты опытов по измерению массы положительных ионов. На рис. 352 представлена масс-спектрограмма положительных ионов неона. На спектрограмме четко видны три полоски различной интенсивности. Сравнивая расстояния от полосок до щели, можно подсчитать, что полоскам *А, Б* и *В* соответствуют величины m/e, находящиеся в отношениях 20 : 21 : 22.

Появление трех полосок нельзя объяснить различием в заряде ионов. Ион неона может нести заряд, не превышающий нескольких элементарных единиц [1]). Отношение зарядов может

[1]) В § 208 мы узнаем, что атом неона (порядковый номер 10 в системе Менделеева) содержит всего 10 электронов. Однако в условиях газового разряда, происходящего в ионном источнике масс-спектрографа, от атома неона отщепляется чаще всего только один и реже два электрона.

быть 3 : 2 : 1, но никак не $\frac{1}{20} : \frac{1}{21} : \frac{1}{22} \approx 22 : 21 : 20$. Остается принять, что полоски *А*, *Б* и *В* обусловлены ионами, несущими один и тот же заряд, но обладающими различными массами, относящимися как 20 : 21 : 22. Атомная масса неона

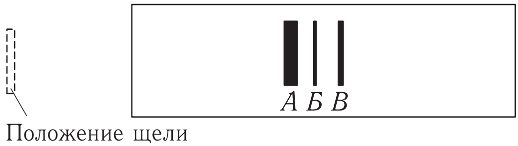


Рис. 352. Масс-спектрограмма неона

равна 20,2. Следовательно, среднее значение массы атома неона есть 20,2 а. е. м. Массы же ионов, обусловивших полоски *А*, *Б* и *В*, равны 20, 21 и 22 а. е. м. Мы приходим к выводу, что элемент неон представляет собой смесь атомов трех типов, отличающихся друг от друга по массе[1]. Сравнивая интенсивность почернения линий на масс-спектрограмме, можно найти относительные количества различных атомов в природном неоне. Количество атомов неона с массами 20, 21 и 22 относятся как 90 : 0,3 : 9,7.

Вычислим среднюю массу атома неона:

$$m_{\text{ср}} = \frac{20 \cdot 90 + 21 \cdot 0{,}3 + 22 \cdot 9{,}7}{90 + 0{,}3 + 9{,}7} = 20{,}2 \text{ а. е. м.}$$

Совпадение $m_{\text{ср}}$ с атомной массой неона, найденной из опыта, подтверждает представление, согласно которому элемент неон является смесью трех типов атомов. Важно отметить, что пропорция атомов с массами 20, 21 и 22 одна и та же в образцах неона различного происхождения (атмосферный неон, неон из горных пород и т. д.). Пропорция эта не изменяется или изменяется в очень малой степени при обычных физических и химических процессах: сжижение, испарение, диффузия и т. д. Это доказывает, что три разновидности неона почти тождественны по своим свойствам.

Атомы одного и того же элемента, отличающиеся только массой, носят название *изотопов*. *Все изотопы*

[1]) Так как масса электрона очень мала, масса нейтрального атома неона практически равна массе положительного иона неона.

одного и того же элемента тождественны по химическим и очень близки по физическим свойствам [1]).

Наличие изотопов является особенностью не только неона. Большинство элементов представляет собой смесь двух или нескольких изотопов. Примеры изотопного состава даны в табл. 11.

Таблица 11. Изотопный состав некоторых элемента

Элемент	Атомная масса (округленная)	Изотопы	
		масса (округленная), а. е. м.	содержание, %
Водород	1	1	99,985
		2	0,015
Кислород	16	16	99,76
		17	0,04
		18	0,20
Хлор	35,5	35	75,5
		37	24,5
Уран	238	234	0,006
		235	0,720
		238	99,274

Как видно из табл. 11, *массы изотопов всех элементов выражаются целым числом атомных единиц масс*. Смысл этой важной закономерности мы выясним в § 225. Точные измерения показывают, что правило целочисленности масс изотопов является приближенным. Массы изотопов обнаруживают, как правило, небольшие отклонения от целочисленности (во втором–четвертом знаках после запятой). В некоторых задачах эти малые отклонения от целочисленности играют основную роль (см., например, § 226).

Для многих целей можно, однако, пользоваться значением массы, округленным до целого числа атомных единиц массы. Масса изотопа в а. е. м. (атомная масса), округ-

[1]) В гл. XXIII, XXIV мы познакомимся с некоторыми физическими явлениями, в отношении которых свойства изотопов одного и того же элемента могут сильно отличаться.

ленная до целого числа, называется *массовым числом*.

Выше мы отметили постоянство изотопного состава неона и почти полное совпадение большинства свойств его изотопов. Эти положения справедливы также и для всех остальных элементов, обладающих изотопами.

Для обозначения изотопов химический символ соответствующего элемента снабжают знаком, указывающим массовое число изотопа. Так, например, ^{17}O — изотоп кислорода с массовым числом 17, ^{37}Cl — изотоп хлора с массовым числом 37 и т. д. Иногда внизу указывают еще порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева $^{16}_{8}O$, $^{17}_{8}O$, $^{37}_{17}Cl$ и т. д.

§ 202. Разделение изотопов. Тяжелая вода. Все изотопы данного элемента вступают в одни и те же химические реакции и образуют химические соединения, почти неотличимые по растворимости, летучести и подобным свойствам, используемым в химии для разделения элементов. Поэтому обычные химические методы

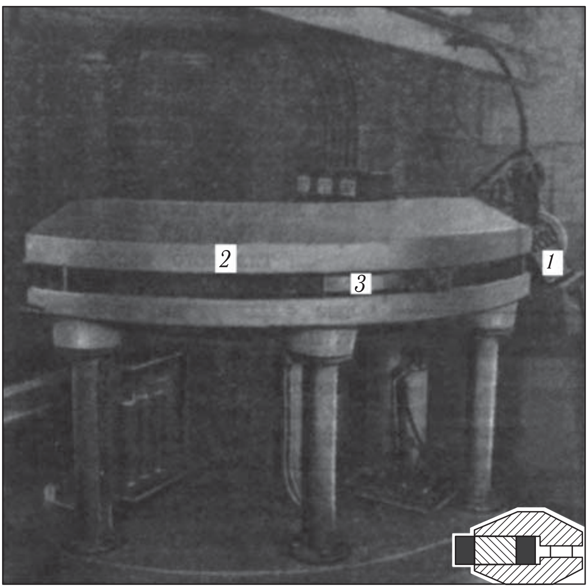


Рис. 353. Фотография одной из первых установок для электромагнитного разделения изотопов (производительность — несколько миллиграммов в день): *1* — ионный источник, *2* — электромагнит, *3* — вакуумная камера, в которой ионы совершают четверть оборота по окружности; справа внизу поперечное сечение электромагнита

разделения, основанные на различиях в поведении веществ при химических реакциях, непригодны для отделения друг от друга изотопов одного и того же элемента. Разделение изотопов представляет собой ввиду этого задачу, несравненно более трудную, чем разделение элементов.

Мы уже знакомы с одним из способов разделения изотопов: именно эту задачу решает масс-спектрограф, на фотопластинке которого каждый изотоп откладывается в виде особой полоски. Однако производительность прибора, изображенного на рис. 351, ничтожна. Для получения весомых количеств разделенных изотопов употребляют масс-спектрографы, отличающиеся как конструкцией, так и гораздо большими размерами (рис. 353). Естественно, приемником в этих приборах служит уже не фотопластинка, а специальные сосуды со щелями в местах попадания ионов (рис. 354).

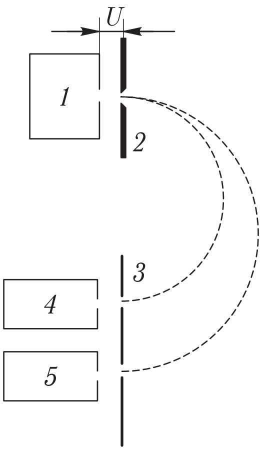


Рис. 354. Схема прибора для разделения изотопов: *1* — источник ионов, *2* и *3* — диафрагмы, *4* — приемник для легкого изотопа, *5* — приемник для тяжелого изотопа, U — напряжение, ускоряющее ионы изотопов

В последние десятилетия задача разделения изотопов приобрела большое значение в производстве ядерной (атомной) энергии (§ 228). В связи с этим получили развитие и другие методы разделения изотопов. Большинство этих методов использует тот факт, что в газовой или жидкой смеси средняя кинетическая энергия различных частиц одинакова, и следовательно, чем меньше масса частицы, тем (в среднем) больше ее скорость. Ввиду этого атомы легкого изотопа обладают в среднем большей скоростью, чем атомы тяжелого изотопа, и быстрее диффундируют через пористые перегородки, в растворах и т. п.

Важной для физики и техники разновидностью водорода является мало распространенный в природе изотоп с массой 2, так называемый *тяжелый водород*, или *дейтерий* (химический символ ^2H или D). Соединяясь с кислородом, тяжелый водород образует воду D_2O с молекулярной массой $2 \cdot 2 + 16 = 20$ — *тяжелую воду*. Тяжелая вода по своим свойствам заметно отличается от обычной воды. Так, при нормальном давлении тем-

пература замерзания тяжелой воды 3,8 °C, температура кипения 101,4 °C. Биологические процессы в тяжелой воде протекают иначе, чем в обычной. Тяжелая вода непригодна поэтому для питания земных организмов, приспособившихся к обычной воде. Сравнительно большое различие свойств обычного и тяжелого водорода, а вместе с тем обычной и тяжелой воды обусловлено тем, что атом тяжелого водорода вдвое тяжелее атома легкого, тогда как в других элементах масса тяжелого изотопа лишь незначительно превосходит массу легкого изотопа (например, для неона только на 5 или 10%).

При электролизе тяжелая вода разлагается медленнее обычной. Это явление используется как один из способов получения тяжелой воды. Выделение тяжелой воды представляет собой довольно трудную задачу, так как относительное содержание ее в обычной воде ничтожно мало — около сотой доли процента.

§ 203. Ядерная модель атома. В предыдущих параграфах мы познакомились с данными о размерах и массах атомов. Перейдем теперь к вопросу о внутреннем строении атома.

Изучению строения атома способствовало открытие явлений радиоактивности. Мы подробно остановимся на этих явлениях в гл. XXIII. Пока нам достаточно знать о радиоактивности следующее.

Некоторые элементы, расположенные в конце периодической системы Д. И. Менделеева, обладают способностью испускать быстрые заряженные частицы, называемые *альфа-частицами* (α-частицами). Опыты показали, что α-частицы представляют собой ионизованные атомы гелия. Они несут положительный электрический заряд, равный $2e$, и обладают массой 4 а. е. м. Обнаруживаться α-частицы могут по различным своим действиям, например по действию на люминесцирующие экраны. При ударе даже одной быстрой α-частицы об экран, покрытый люминесцирующим веществом (например, сернистым цинком), возникает кратковременная вспышка света, называемая сцинтилляцией. Сцинтилляции легко замечаются глазом, в особенности при наблюдении в микроскоп с небольшим увеличением, α-частицы вылетают из радиоактивных атомов со скоростью, превышающей 10 000 км/с. Благодаря своей громадной скорости α-частицы при столкновениях с атомами могут проникать внутрь последних. Этим удается воспользоваться, чтобы получить сведения о внутреннем устройстве атома.

Рассмотрим следующий опыт (рис. 355). Перед источником α-частиц *1* помещена диафрагма *2* с небольшим отверстием

в центре, α-частицы, попадающие на материал диафрагмы, задерживаются; α-частицы, попадающие в отверстие, проходят через него в виде узкого пучка. В месте попадания пучка α-частиц на прозрачный люминесцирующий экран *3* образуется светящееся пятно, представляющее собой сцинтилляции, возникающие под

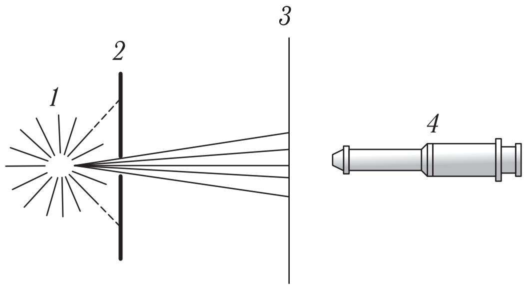


Рис. 355. Наблюдение сцинтилляций, вызываемых α-частицами: *1* — источник α-частиц, *2* — диафрагма с небольшим отверстием, *3* — люминесцирующий экран, *4* — микроскоп для наблюдения сцинтилляций

ударом каждой отдельной α-частицы. Так как число частиц, попадающих на экран за 1 с, велико, то отдельные сцинтилляции сливаются для наблюдателя в световое пятно.

Поместим перед экраном тонкий слой какого-либо вещества, например золотую фольгу, толщиной примерно 1 мкм. Мы увидим (рис. 356), что интенсивность центрального светящегося пятна уменьшится, правда незначительно. В то же время появит-

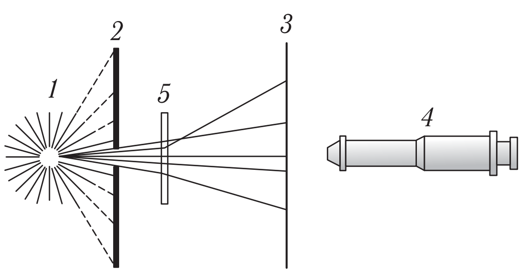


Рис. 356. Рассеяния α-частиц золотой фольгой 5 (остальные обозначения те же, что и на рис. 355)

ся некоторое число сцинтилляций вне центрального пучка. Эти сцинтилляции вызваны α-частицами, которые при прохождении сквозь золотую фольгу изменили направление полета, или, как говорят, р а с с е я л и с ь. Передвигая микроскоп по экрану от

центрального пятна наружу, мы установим, что число рассеянных α-частиц быстро убывает с увеличением угла рассеяния.

В описанном опыте замечательным является следующее. Диаметр атома золота равен $3 \cdot 10^{-10}$ м. Золотая фольга толщиной 1 мкм содержит $10^{-6} : (3 \cdot 10^{-10}) = 3300$ атомных слоев. В твердом теле атомы расположены почти вплотную (§ 195). Поэтому при прохождении через фольгу α-частица должна столкнуться примерно с 3000 атомов золота. Тем не менее, как мы видели, подавляющая доля α-частиц проходит фольгу и не испытывает при этом заметного рассеяния. На основании этих опытов мы приходим к заключению, что атом золота ни в коем случае нельзя считать непроницаемым.

С другой стороны, важно отметить, что некоторые α-частицы, проходя через фольгу, рассеиваются на большие углы. Чтобы отклонить обладающую колоссальной скоростью α-частицу на большой угол, нужны громадные силы. Следовательно, внутри атома на α-частицу могут действовать очень большие силы, но в поле этих сил попадает лишь малая доля пролетающих частиц.

Чтобы объяснить эти опыты, английский физик Эрнест Резерфорд (1871–1937) предложил (в 1911 г.) ядерную модель строения атома. Согласно ядерной модели почти вся масса атома сосредоточена в положительно заряженном ядре, занимающем лишь ничтожную часть объема атома. Положительное ядро окружено отрицательными электронами. Электронная оболочка занимает практически весь объем атома, но масса ее ввиду легкости электрона незначительна.

Рассмотрим с точки зрения такой ядерной модели процесс прохождения α-частицы через атом. На α-частицу, проникающую в атом, действуют электрические силы со стороны ядра и электронов [1]). Масса электрона почти в 8000 раз меньше массы α-частицы. Поэтому взаимодействие α-частицы с электроном протекает аналогично упругому соударению быстро движущегося тяжелого шара с легким. При таком соударении направление движения легкого шара может резко измениться, тогда как скорость тяжелого шара изменяется незначительно (рис. 357). Таким образом, взаимодействие с электронами не приводит к заметному отклонению α-частицы. Что касается взаимодействия α-частицы с ядром, то оно может заметно изменить движение

[1]) Между частицами внутри атома действуют также и силы тяготения, но они настолько малы по сравнению с электрическими силами, что их можно в данном случае не учитывать (см. упражнение 18 в конце главы).

α-частицы. В самом деле, в случае золота роль тяжелого шара играет ядро атома золота, а роль легкого — α-частица (масса атома золота равна 197 а. е. м., масса α-частицы — 4 а. е. м.).

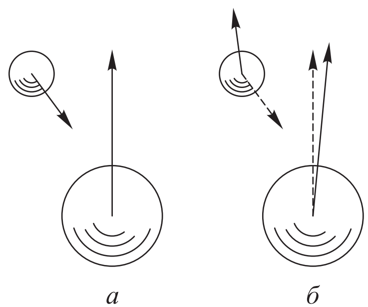


Рис. 357. Соударение тяжелого шара с легким. Сплошными стрелками показаны скорости шаров *а*) до удара; *б*) после удара; движение тяжелого шара изменяется в результате соударения незначительно (штриховые стрелки — скорости шаров до удара)

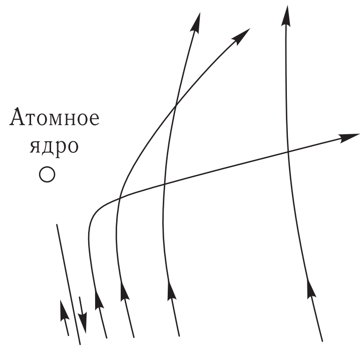


Рис. 358. Траектории α-частиц, пролетающих на разных расстояниях от атомного ядра

Отклонение α-частицы пропорционально действующей на нее силе, которая тем больше, чем ближе к ядру подходит α-частица.

То обстоятельство, что некоторые α-частицы испытывают весьма значительные отклонения, доказывает, что иногда α-частица и ядро могут сблизиться до очень небольшого расстояния, т. е. что размеры и α-частицы и ядра очень малы. Но такие α-частицы, которые пролетают близко от ядра, встречаются редко. Большинство α-частиц пролетает на сравнительно большом расстоянии от ядра и поэтому отклоняется слабо (рис. 358).

Используя закон Кулона и законы динамики Ньютона, Резерфорд рассчитал зависимость ч и с л а рассеянных α-частиц от угла рассеяния. Результаты расчета прекрасно согласуются с данными измерений, проведенных с фольгами из различных материалов. Это согласие доказывает правильность ядерной модели атома. Оно же доказывает правильность допущения, что электрические силы, действующие внутри атома, подчиняются закону Кулона ($\sim 1/r^2$). Но мы знаем, что закон Кулона справедлив в том случае, когда размеры взаимодействующих зарядов малы по сравнению с расстояниями между ними. То обстоятельство,

что закон этот соблюдается даже при очень значительном сближении центров взаимодействующих ядра и α-частицы, показывает, что размеры ядер должны быть очень малы. Теоретический расчет и сравнение его с данными опытов позволяют сделать количественные заключения о размерах ядра и его заряде.

Оказывается, что диаметры ядер разных атомов несколько различны (диаметр ядра тем больше, чем больше масса атома) и составляют около 10^{-12} см. Размер ядра, таким образом, примерно в 10 000 раз меньше размера атома. Вообразим на минуту, что мы проникли глазом внутрь плотной среды — жидкости или твердого тела. Мы увидим «туман» легких электронов, заполняющий весь объем вещества. В этом «тумане» редко-редко расположены крошечные, но тяжелые атомные ядра, отстоящие друг от друга на расстояниях, в десять тысяч раз превышающих размеры самих ядер.

Заряд ядра равен $+Ze$, где e — элементарный заряд, а Z — порядковый номер элемента в периодической системе Д. И. Менделеева. Так как атом в целом нейтрален, то число электронов в атоме равно Z. Таким образом, порядковый номер элемента в таблице Менделеева имеет глубокий физический смысл: *порядковый номер элемента есть заряд атомного ядра в элементарных единицах заряда и в то же время число электронов в атоме*.

§ 204. Энергетические уровни атомов. Опыты по рассеянию α-частиц обнаружили существование в атомах тяжелого положительного ядра и электронной оболочки. Дальнейшие сведения о свойствах атомов дало изучение таких атомных процессов, которые сопровождаются изменением внутренней энергии атома. Сюда относятся столкновения атомов с электронами, испускание и поглощение света атомами и др. Исследуя эти процессы, удалось установить своеобразные и очень важные закономерности, которым подчиняется внутренняя энергия атомов.

Столкновения электронов с атомами. Наиболее простые условия для изучения передачи энергии от электронов к атомам могут быть осуществлены в устройстве, изображенном на рис. 359. Из трубки *1* выкачан воздух, и в нее введено небольшое количество одноатомных паров какого-нибудь вещества, например ртути [1]). Электроны, испускаемые накаленным

[1]) Опыты можно вести не только с атомами, но и с молекулами. Однако при этом явления сильно усложняются. Поэтому мы ограничимся случаем одноатомных веществ.

катодом *2*, ускоряются разностью потенциалов U_1, действующей между катодом *2* и металлической сеткой *4*. Благодаря очень малой концентрации атомов электроны пролетают короткий путь между катодом и первой сеткой без столкновений и приобретают энергию eU_1.

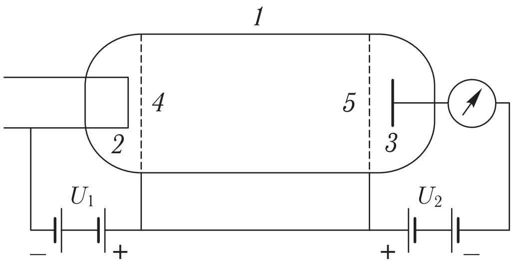


Рис. 359. Устройство для измерения потери энергии электроном при движении в парах ртути: *1* — стеклянная трубка, заполненная парами ртути (давление — тысячные доли мм рт. ст.), *2* — накаленный катод (нагреватель на чертеже не указан), *3* — анод, *4* и *5* — редкие металлические сетки, соединенные между собой, U_1 и U_2 — ускоряющая и тормозящая разность потенциалов

За первой сеткой *4* на пути между нею и второй сеткой *5* электрическое поле равно нулю, так как сетки находятся при одинаковом потенциале, и энергия электрона может измениться только за счет соударения с атомом. Путь между сетками выбирается достаточно длинным, так что каждый электрон испытывает хотя бы одно соударение. Далее, на пути между второй сеткой и анодом действует разность потенциалов U_2, тормозящая электроны; ввиду этого до анода могут дойти только те электроны, энергия которых больше eU_2.

Постепенно увеличивая U_2, определим запирающую разность потенциалов, т. е. то наименьшее значение U_2, при котором электроны не доходят до анода и ток через гальванометр прекращается. Измерив запирающую разность потенциалов, можно установить, теряют ли электроны энергию при столкновениях с атомами. В самом деле, если на пути между сетками электроны не теряют энергии, то запирающая разность потенциалов будет равна ускоряющей; в противном случае она будет меньше. При этом, если каждый электрон отдает энергию W, то превышение ускоряющего напряжения над тормозящим составит W/e.

Опыты такого рода, проведенные с парами ртути, дали замечательный результат. Оказалось, что передача энергии от элек-

тронов к атомам существенно зависит от энергии электрона. Пока энергия электронов меньше, чем 4,9 эВ (т. е. $U_1 < 4{,}9$ В), электроны вовсе не теряют энергии при соударениях с атомами (т. е. $U_2 = U_1$). Но когда энергия электронов достигает (или немного превышает) 4,9 эВ ($U_1 \geqslant 4{,}9$ В), потеря энергии при соударениях сразу становится большой (т. е. $U_2 \ll U_1$). При этом при столкновении электрон отдает, а значит, атом ртути воспринимает всегда о д н у и т у ж е порцию энергии, равную 4,9 эВ [1]). Очевидно, эта величина характеризует свойство атома ртути: энергия его может меняться только на конечную величину, равную 4,9 эВ. Меньшую энергию атом ртути не воспринимает.

При изучении механики, теплоты, электричества мы не встречались с подобным явлением: энергия любого тела или системы тел в принципе могла изменяться непрерывно, т. е. сколь угодно малыми порциями. В случае же атома ртути непрерывное изменение энергии невозможно — энергия ртутного атома меняется только п р е р ы в н о, т. е. на к о н е ч н у ю величину [2]).

Делая соответствующие опыты с другими веществами, мы приходим к тому же заключению о п р е р ы в н о с т и (дискретности) э н е р г е т и ч е с к и х с о с т о я н и й атомов.

Исследование оптических спектров. Как известно (§ 173), элементы в газообразном состоянии обладают л и н е й ч а т ы м и спектрами испускания и поглощения света. Каждому элементу свойственны определенные спектральные линии, отличные от линий других элементов. Так как атомы газа находятся в среднем на больших расстояниях и не влияют друг на друга, частоты линейчатого спектра элемента должны определяться свойствами о т д е л ь н о г о а т о м а этого элемента.

В гл. XXI мы выяснили, что световая энергия существует в виде мельчайших неделимых порций — к в а н т о в; атомы должны, следовательно, излучать и поглощать свет такими же порциями, квантами. Энергия кванта пропорциональна частоте света ν, т. е. равна $h\nu$, где $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка. Энергия испущенного атомом кванта по закону сохранения энергии равна разности энергий атома д о и п о с л е

[1]) Если энергия электронов превышает 6,7; 8,3 эВ и т. д., то при соударениях с атомами ртути передаваемые порции энергии могут быть не только 4,9, но и 6,7; 8,3 эВ и т. д.

[2]) Речь идет о внутренней энергии атома. Кинетическая энергия атома, движущегося как целое, может меняться сколь угодно мало в соответствии с тем, что скорость поступательного движения атома может меняться па любую малую величину.

излучения, т. е.

$$h\nu = W - W', \qquad (204.1)$$

где W — энергия начального состояния атома (до излучения); W' — энергия конечного состояния атома (после излучения).

Соотношение (204.1) связывает изменение энергии атома при испускании или поглощении света с частотой последнего ν. Если бы энергия атома могла испытывать всевозможные изменения, то в атомном спектре присутствовали бы всевозможные частоты и он был бы сплошным подобно спектру раскаленного твердого тела. В действительности же атомный спектр (т. е. спектр испускания или поглощения одноатомного газа) не сплошной, а линейчатый. Он содержит только некоторые определенные характерные для данного атома частоты. Следовательно, энергия атома не может испытывать всевозможные, любые изменения. Энергия атома может изменяться только на некоторые определенные значения. Зная спектр вещества, нетрудно найти эти значения с помощью соотношения (204.1).

Так, например, спектр поглощения ртутного пара содержит следующие линии (в порядке убывания длин волн): 253,7, 185,0, 140,3 нм и т. д. Подставляя в (204.1), находим для первой линии

$$W - W' = h\nu = hc/\lambda = \\ = 6{,}6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^{8}/253{,}7 \cdot 10^{-9} = 7{,}8 \cdot 10^{-19}\ \text{Дж},$$

или

$$W - W' = 7{,}8 \cdot 10^{-19}/(1{,}6 \cdot 10^{-19}) = 4{,}9\ \text{эВ}.$$

Для второй и третьей линий получаем соответственно $W - W' = 6{,}7$ эВ и $W - W' = 8{,}3$ эВ. Атом ртути может, таким образом, воспринимать энергию только в виде порций, равных 4,9; 6,7; 8,3 эВ и т. д. Наименьшая воспринимаемая порция оказывается равной 4,9 эВ в согласии с результатом, полученным из опытов по соударениям электронов с атомами [1]).

Итак, оба рассмотренных нами класса явлений — оптические спектры и взаимодействие атомов с электронами — указывают на прерывный (дискретный) характер внутренней энергии атомов. Энергия атома не может изменяться непрерывно. Она изменяется скачками на определенные, конечные порции, различные для разных атомов. Отсюда следует, что энергия атома не может быть любой, а может принимать только некото-

[1]) Отметим, что в этих опытах наблюдается свечение пара ртути с испусканием света с длиной волны 253,7 нм, возникающее, когда энергия электронов становится равной или больше 4,9 эВ.

рые избранные значения, характерные для каждого атома. Возможные значения внутренней энергии атома получили название *энергетических* или *квантовых уровней*.

Схема энергетических уровней атома водорода, построенная на основании спектральных данных, изображена на рис. 360

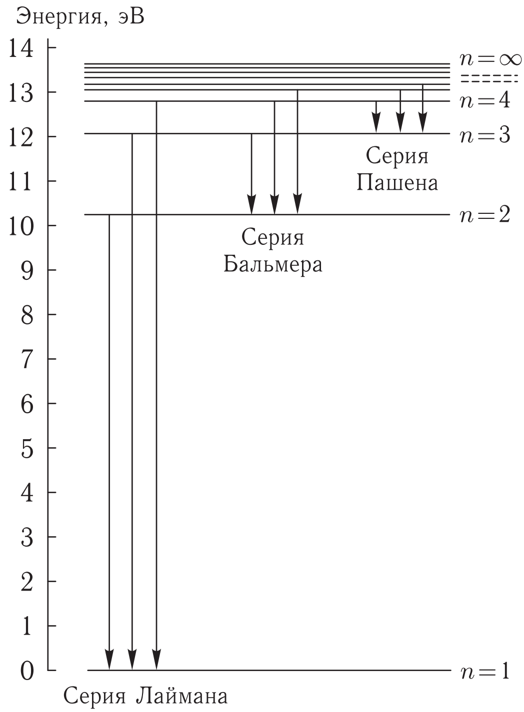


Рис. 360. Схема энергетических уровней атома водорода. Горизонтальные линии — энергетические уровни (n — номер уровня). За начало отсчета по шкале энергий принята наименьшая внутренняя энергия атома водорода, т. е. энергия уровня $n = 1$. Вертикальные линии — переходы с верхних энергетических уровней на нижние. Длина такой линии дает энергию $h\nu$ светового кванта, излучаемого при данном переходе. Переходы группируются в серии: серия Лаймана — переходы с уровней $n > 1$ на уровень $n = 1$, серия Бальмера — переходы с уровней $n > 2$ на уровень $n = 2$ и т. д. (см. также § 175)

в виде ряда параллельных линий. Расстояние между двумя линиями равно разности энергий двух состояний водородного атома и, следовательно, пропорционально частоте кванта, излучаемого при переходе из одного состояния в другое (более

низкое). Поэтому расстояния между уровнями выражают в некотором масштабе частоты спектральных линий водорода.

Атом, находящийся в одном из высших энергетических состояний (обозначенных номером $n > 1$ на рис. 360), через небольшой промежуток времени (около 10^{-8} с) перейдет в более бедное энергией состояние, испуская соответствующий квант. Из низшего энергетического состояния ($n = 1$) атом не может самопроизвольно (без сообщения энергии извне) перейти в другое состояние. Следовательно, низшее состояние является устойчивым [1]). При нормальных условиях все атомы находятся в низшем энергетическом состоянии, и газ не светится.

Сообщая атому энергию, мы можем возбудить его, т. е. перевести из нормального (низшего) состояния в одно из высших энергетических состояний. В случае водорода расстояние от низшего энергетического уровня ($n = 1$) до ближайшего высшего уровня составляет 10,1 эВ. Это наименьшая порция энергии, которую находящийся в низшем состоянии водородный атом может поглотить. Меньшей энергии атом водорода не может воспринять, ибо у него не существует состояний, энергия которых отличается от энергии нормального состояния меньше чем на 10,1 эВ. Для атома ртути аналогичная величина равна, как мы видели, 4,9 эВ.

§ 205. Вынужденное излучение света. Квантовые генераторы. Представление о квантовых энергетических уровнях атомов было введено в физику Н. Бором в 1913 г. Оно очень естественно объяснило линейчатые атомные спектры как результат процессов спонтанного (самопроизвольного) излучения и резонансного (избирательного) поглощения света атомами (рис. 361, *а* и *б*). В 1919 г. Эйнштейн показал, что наряду с процессами спонтанного излучения и резонансного поглощения существует третий процесс — *вынужденное* (индуцированное) *излучение*. По Эйнштейну свет резонансной частоты, т. е. той частоты, которую атомы способны поглощать, переходя на более высокий энергетический уровень, должен вызывать высвечивание атомов, уже находящихся на этом верхнем уровне (рис. 361, *в*), если таковые имеются в среде.

Характерная особенность вынужденного излучения состоит в том, что *испускаемый свет неотличим от вынуждающего света*, т. е. совпадает с ним по всем призна-

[1]) Самый низкий энергетический уровень называется *основным*, все остальные уровни — *возбужденными*.

кам — по частоте, фазе, поляризации и направлению распространения. Это означает, что вынужденное излучение добавляет в световой пучок точно такие же кванты, какие уводит из него резонансное поглощение. Поэтому на опыте проявляется только разность поглощенного и вынужденного излучения. Поглощают свет атомы, нахо-

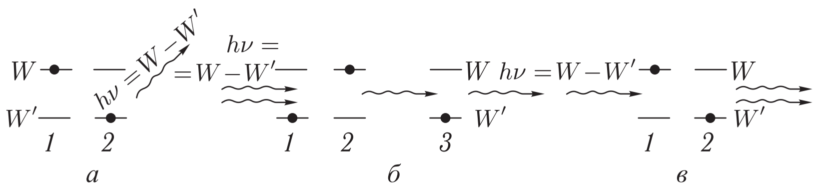


Рис. 361. *а*) *Спонтанное излучение света*: *1* — в результате столкновения с другим атомом или с электроном, или в результате поглощения светового кванта атом перешел на один из своих верхних уровней W (для простоты на схеме указаны только два квантовых уровня W и W'), *2* — через некоторое время возбужденный атом сам по себе (без внешних воздействий) переходит на нижний уровень W', испуская световой квант $h\nu = W - W'$. *б*) *Резонансное поглощение света*: *1* — атом, находящийся на уровне W', облучается светом с частотой $\nu = \dfrac{W - W'}{h}$ (резонансная частота), *2* — атом поглощает из светового пучка один квант $h\nu = W - W'$ и переходит на уровень W; световой пучок ослабляется; *3* — возбужденный атом при столкновении с другим атомом отдает ему энергию и возвращается на уровень W' (он может вернуться на уровень W' или перейти на другой уровень, расположенный ниже уровня W, также и путем излучения светового кванта). *в*) *Вынужденное излучение света*: *1* — атом, находящийся на верхнем уровне W, облучается светом резонансной частоты, *2* — атом испускает квант $h\nu = W - W'$ в направлении падающего светового пучка, который в результате этого усиливается; атом переходит при этом на нижний уровень W'

дящиеся на нижнем из двух участвующих в игре уровней, излучают же атомы, находящиеся на верхнем уровне. Ввиду этого, если среда содержит на нижнем уровне больше атомов, чем на верхнем, то преобладает поглощение и световой пучок ослабляется средой.

Напротив, *если больше населен верхний уровень, то преобладает вынужденное излучение и среда усиливает проходящий свет*. В последние годы это явление получило применение в очень перспективных приборах — *квантовых усилителях* и *генераторах света*. Схема действия квантового генератора приведена на рис. 362. Пространство между зеркалами заполнено

активной средой, т. е. средой, содержащей больше возбужденных атомов, чем невозбужденных. Среда усиливает проходящий через нее свет, начало которому дает спонтанное излучение одного из атомов. Большое усиление достигается, когда угол α очень мал, так что свет испытывает много отражений и все лучи накладываются, усиливая друг друга. (Это соответствует образованию в пространстве между пластинами *1* и *2* стоячей световой волны, см. § 47.) Излучение генератора выходит наружу через зеркало *2*. Такой генератор излучает свет с частотой $\nu = \dfrac{W - W'}{h}$, где $W - W'$ — разность энергий уровней, участвующих в процессе. Построены генераторы и усилители, действующие в диапазоне коротких радиоволн, инфракрасного, видимого и ультрафиолетового света [1]).

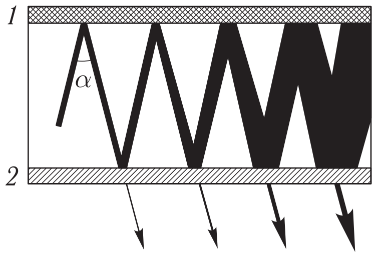


Рис. 362. Схема действия оптического квантового генератора: *1*, *2* — плоскопараллельные зеркала; зеркало *2* слегка прозрачно. (Угол α на рисунке сильно преувеличен.)

Так как при излучении света атомы переходят с верхнего уровня на нижний, генерация приводит к быстрому уменьшению избытка населенности верхнего уровня. Если не восполнять уменьшение, то действие генератора прекратится, как только избыточная населенность снизится до некоторого предельного уровня.

Изложенные принципы были осознаны и реализованы только спустя 3–4 десятилетия после открытия Эйнштейном вынужденного излучения [2]). Причина этого кроется в необычности состояния, когда большая часть атомов находится на верхнем уровне. В обычных условиях всегда наблюдается обратное положение — сильнее заселен нижний уровень. Это связано с тем, что для перехода с нижнего уровня на верхний атому надо сообщить порцию энергии, равную разности уровней $W - W'$, тогда как для

[1]) Для этих приборов употребляют также названия *лазер* (*мазер*) — сокращения английских слов в фразах «Light (Microwave) Amplificatio by Stimulated Emission of Radiation», т. е. «усиление света (микроволн) при помощи индуцированного излучения».

[2]) Толчок этому дали исследования нескольких групп физиков в СССР (Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, В. А. Фабрикант), США и Канаде.

обратного перехода подвода энергии не требуется. При низких температурах только ничтожная доля атомов обладает кинетической энергией, большей $W - W'$. Поэтому возбуждение атома при атомных столкновениях является исключительно редким событием, и все атомы находятся на основном уровне. Это проявляется в хорошо известном факте — холодные вещества не светятся. С повышением температуры населенность возбужденных уровней возрастает и появляется свечение.

При очень высоких температурах, когда кинетическая энергия атомов много больше $W - W'$, энергия, необходимая для возбуждения атома при атомных столкновениях, становится легко доступной. В этих условиях населенности уровней выравниваются. Однако добиться, чтобы верхний уровень стал более населенным, чем нижний, нагревом нельзя. Этого можно достигнуть только с помощью специальных методов, один из которых мы рассмотрим сейчас при описании оптического квантового генератора на рубине.

Рубин — кристалл окиси алюминия Al_2O_3 (корунд), содержащий небольшую примесь окиси хрома. Для работы квантового генератора используются энергетические уровни атомов (точнее ионов) хрома, входящих в рубин; схема этих уровней представлена на рис. 363. Освещая кристалл зеленым светом, можно перевести атом хрома с основного уровня *1* на уровень *3*. С уровня *3* атом в большинстве случаев переходит на уровень *2*, безызлучательным переходом, отдавая энергию кристаллической решетке корунда, а уже с уровня *2* — на уровень *1*. Скорость переходов *3* → *2* в тысячи раз больше скорости перехода *2* → *1*. Благодаря этому атомы «оседают» на уровне *2*. Если кристалл освещать зеленым и синим светом очень большой интенсивности, то на уровень *2* можно перевести больше половины атомов хрома, содержащихся в кристалле, т. е. получить то «неестественное» соотношение населенностей уровней, которое нужно для работы квантовых генераторов. Гидравлическая аналогия метода оптической «накачки» для создания избыточной населенности на возбужденном уровне изображена на рис. 364.

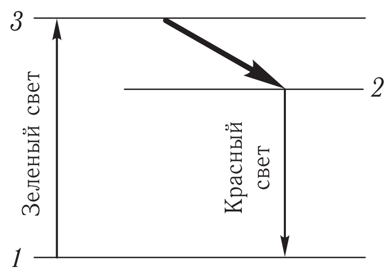


Рис. 363. Схема энергетических уровней атома хрома в рубине

Устройство рубинового генератора показано на рис. 365. «Накачивающая» вспышка зеленого и синего света возникает при разряде конденсатора *1* через импульсную газоразрядную

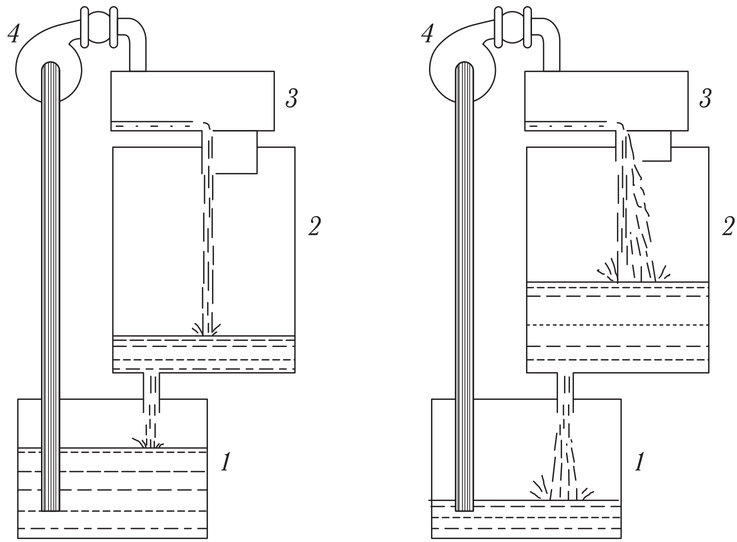


Рис. 364. Гидравлическая аналогия метода оптической «накачки» для создания избыточной населенности на возбужденном уровне. Высота столба воды в баке *2* возрастает при работе насоса *4* до тех пор, пока не станет достаточной, чтобы «протолкнуть» всю доставляемую насосом воду через узкую сливную трубу. Работа насоса *а*) с малой и *б*) с большой производительностью. В этой аналогии баки *1*, *2* и *3* играют роль уровней атома хрома в рубине, высота столбов воды — роль населенностей уровней, насос — роль источника «накачивающего» зеленого света

лампу *2*, помещенную в отражающем кожухе *3*. Лампа в виде спирали окружает рубиновый стерженек *4* со строго плоскопараллельными отполированными торцами, на которые нанесены зеркальные слои. Как только под действием «накачивающей» вспышки на уровне *2* (рис. 363) накопится достаточный избыток атомов по сравнению с уровнем *1*, возникает рассмотренный ранее процесс генерации света с частотой, соответствующей разности уровней *2* и *1* (красный свет с длиной волны около 690 нм). Через один из своих торцов (покрытие которого сделано слегка прозрачным) рубин испустит при этом узкий красный луч. Луч будет в высокой степени параллельным, так как генерация

происходит на волнах, многократно проходящих вдоль кристалла, отражаясь от зеркал на его концах, т. е. распространяющихся перпендикулярно к торцам рубинового стержня (рис. 365). Очевидно, что излучение такого лазера будет продолжаться только во время разряда конденсатора *1* через газоразрядную лампу *2*, т. е. такой лазер будет работать в импульсном режиме. При ином механизме возбуждения возможно обеспечить непрерывную генерацию света лазером. Особенно легко это осуществляется с газовыми лазерами.

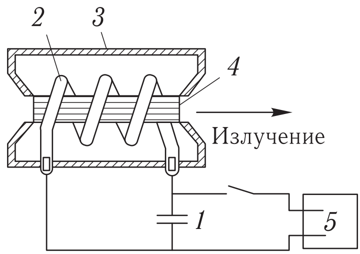


Рис. 365. Устройство оптического генератора на рубине: *1* — конденсатор, *2* — газоразрядная лампа, *3* — отражающий кожух, *4* — рубиновый стержень, *5* — источник питания, служащий для зарядки конденсатора *1*

Очень важным свойством излучения квантового генератора является его *когерентность* (см. §§ 44 и 124): световые волны, испускаемые разными участками светящейся поверхности гене ратора, находятся в одной фазе; колебания являются правильными в том смысле, что их частота постоянна, а фаза не испытывает нерегулярных изменений. В этом отношении квантовые генераторы намного превосходят все другие источники света и, по существу, не отличаются от обычных генераторов радиоволн. Когерентность, правильность излучения квантового генератора, обусловлена тем, что вынужденно испущенный свет строго согласован с вынуждающим светом, неотличим от него. Правильность излучения квантового генератора настолько велика, что с некоторыми типами таких устройств удается наблюдать интерференцию пучков света, испускаемых двумя независимыми генератора. Как отмечено в § 124, с обычными источниками света такой результат не может быть получен.

Когерентность, монохроматичность и направленность (коллимация) излучения квантовых генераторов позволяют с помощью собирающих линз фокусировать излучение на малую площадь размером порядка квадрата длины волны света. Концентрация энергии в фокусе оказывается настолько большой, что луч рубинового генератора, сфокусированный на стальную пластинку, мгновенно прожигает в ней тончайшее отверстие.

Эти же свойства квантовых генераторов позволяют предвидеть многие другие применения, например для передачи энергии

и для связи на большие расстояния, вплоть до космических. Эти перспективы объясняют большие усилия физиков и техников, направленные на дальнейшее совершенствование квантовых генераторов.

Эйнштейн пришел к выводу о существовании вынужденного излучения путем рассуждений, идею которых упрощенно можно изложить следующим образом. Рассмотрим непрозрачный сосуд с двумя отверстиями *1* и *2*, наполненный газом и помещенный в термостат (рис. 366). Пусть во всех частях системы установилась одна и та же температура. В дальнейшем температура внутри сосуда сама собой изменяться не может, так как для создания разности температур (т. е. переноса тепла от холодного тела к горячему) нужно затратить работу (см. том I, гл. XIX). Так как нагретый термостат светится, в нем присутствует излучение. Интенсивность пучка излучения, входящего в сосуд через канал *1*, должна равняться интенсивности пучка, выходящего из канала *2*. В противном случае в сосуд будет вноситься (или выноситься) энергия и температура внутри него будет изменяться, что невозможно. Но атомы газа внутри сосуда, находящиеся на нижнем энергетическом уровне, поглощают свет резонансной частоты, ослабляя излучение, выходящее через отверстие *2*. Следовательно, это поглощение должно компенсироваться излучением. Спонтанное излучение атомов, находящихся на верхнем уровне, не может дать полной компенсации.

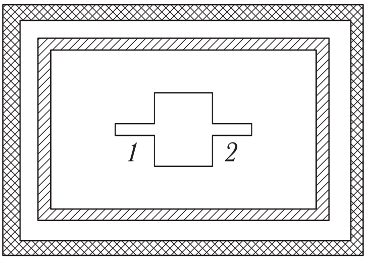


Рис. 366. Пояснение возникновения вынужденного излучения

Действительно, при увеличении температуры интенсивность спонтанного излучения перестает возрастать после того, как населенности верхнего и нижнего уровней сравняются. В то же время интенсивность теплового свечения с нагревом возрастает неограниченно; пропорционально растут интенсивность пучка света, входящего в сосуд, и число поглощаемых в секунду квантов. Поэтому при очень высокой температуре спонтанное излучение можно не принимать во внимание. Отсюда следует, что должно существовать излучение той же резонансной частоты, пропорциональное силе света в пучке, и при равной населенности атомных уровней в точности компенсирующее поглощение. Это и есть вынужденное излучение.

§ 206. Атом водорода. Своеобразие законов движения электрона в атоме. Существование дискретных энергетических уровней является фундаментальным свойством атомов (так же как и молекул, и атомных ядер).

Попробуем применить известные нам законы физики, чтобы представить себе устройство атома, объясняющее дискретность его энергетических уровней.

Рассмотрим простейший из атомов — атом водорода. Порядковый номер водорода в периодической системе элементов равен единице, следовательно, водородный атом состоит из положительного ядра, заряд которого равен $+e$, и о д н о г о электрона. Между ядром и электроном действует сила притяжения зарядов. Наличие этой силы обеспечивает радиальное (центростремительное) ускорение, благодаря чему легкий электрон вращается вокруг тяжелого ядра по круговой или эллиптической орбите точно так же, как планета вращается вокруг Солнца под влиянием силы тяготения. Различным возможным состояниям атома соответствует, таким образом, различие в размерах (и форме) орбиты электрона, вращающегося вокруг ядра [1]).

Энергия электрона в атоме слагается из кинетической энергии движения по орбите и потенциальной энергии в электрическом поле ядра. Можно показать (см. в конце параграфа), что энергия электрона на круговой орбите, а следовательно, и энергия атома в целом зависят от радиуса орбиты: *меньшему радиусу орбиты соответствует меньшая энергия атома*. Но, как мы видели в § 204, энергия атома может принимать не любые, а только о п р е д е л е н н ы е и з б р а н н ы е з н а ч е н и я. Так как энергия определяется радиусом орбиты, то каждому энергетическому уровню атома отвечает орбита о п р е д е л е н н о г о и з б р а н н о г о р а д и у с а.

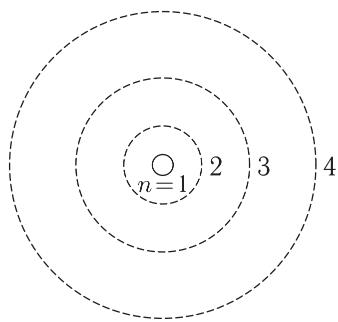


Рис. 367. Возможные орбиты электрона в атоме водорода: радиус орбит возрастает пропорционально n^2, т. е. в отношении $1:4:9:16$ и т. д.

Картина возможных круговых орбит электрона в атоме водорода изображена на рис. 367. Основному энергетическому уровню атома соответствует орбита наименьшего радиуса.

Нормально электрон находится на этой орбите. При сообщении достаточно большой порции энергии электрон переходит на другой энергетический уровень, т. е. «перескакивает» на одну из

1) В дальнейших рассуждениях будем считать все орбиты круговыми, это упрощение не повлияет на выводы.

внешних орбит. Как указывалось, в таком возбужденном состоянии атом неустойчив. Через некоторое время электрон переходит на более низкий уровень, т. е. «перескакивает» на орбиту меньшего радиуса. Переход электрона с дальней орбиты на ближнюю сопровождается испусканием светового кванта.

Итак, из ядерной модели атома и дискретности его энергетических уровней вытекает существование избранных, «разрешенных», орбит электрона в атоме. Встает вопрос, почему электрон не может вращаться вокруг ядра по орбите произвольного радиуса. В чем физическое различие дозволенных и недозволенных орбит?

Законы механики и электричества, знакомые нам из предыдущих разделов учебника (см. тома I, II), не дают на эти вопросы никакого ответа. С точки зрения этих законов все орбиты совершенно равноправны. Существование выделенных орбит противоречит этим законам.

Не менее разительным противоречием известным нам законам физики является устойчивость атома (в основном состоянии). Мы знаем, что всякий заряд, движущийся с ускорением, излучает электромагнитные волны. Электромагнитное излучение уносит с собой энергию. В атоме электрон движется с большой скоростью по орбите малого радиуса и, следовательно, обладает огромным центростремительным ускорением. Согласно известным нам законам электрон должен терять энергию, излучая ее в виде электромагнитных волн. Но, как было указано выше, если электрон теряет энергию, радиус его орбиты уменьшается. Следовательно, электрон не может вращаться по орбите постоянного радиуса. Расчеты показывают, что в результате уменьшения радиуса орбиты из-за излучения электрон должен был бы упасть на ядро за стомиллионную долю секунды. Этот вывод резко противоречит нашему ежедневному опыту, который свидетельствует об устойчивости атомов.

Итак, существует противоречие между данными о строении атома, полученными из эксперимента, и между основными законами механики и электричества, также найденными на опыте.

Но не следует забывать, что упомянутые законы найдены и проверены в экспериментах с телами, содержащими очень большое количество электронов, большое количество атомов [1]). Мы не имеем основания считать, что эти законы при-

[1]) Такие тела называются *макроскопическими*.

менимы к движению отдельного электрона в атоме. Более того, расхождение между поведением электрона в атоме и законами классической[1] физики указывает на неприменимость этих законов к атомным явлениям (см. также § 210).

Выше мы изложили так называемую *планетарную модель* атома, т. е. представление об электронах, вращающихся по разрешенным орбитам вокруг атомного ядра[2]. При обосновании планетарной модели мы пользовались законами классической физики. Но, как уже отмечалось и как мы увидим подробнее в § 210, движение электрона в атоме относится к области явлений, в которой классическая механика неприменима. Неудивительно поэтому, что более глубокое изучение «микромира» показало неполноту, грубую приближенность планетарной модели; действительная картина атома сложнее. Все же эта модель отражает правильно многие основные свойства атома, и поэтому, несмотря на приближенность, ею иногда пользуются.

Рассмотрим зависимость энергии атома водорода от радиуса электронной орбиты. Кинетическую энергию движения электрона по орбите радиуса r мы определим из того условия, что центростремительное ускорение v^2/r обеспечивается силой кулонового притяжения зарядов ke^2/r^2 (в системе СИ $k = 1/4\pi\varepsilon_0$). Приравнивая ускорение ke^2/mr^2, создаваемое этой силой, центростремительному ускорению v^2/r, найдем, что кинетическая энергия электрона $mv^2/2$ обратно пропорциональна радиусу орбиты, т. е. $mv^2/2 = ke^2/2r$.

Выделим две орбиты радиуса $r + a$ и $r - a$. Кинетическая энергия вращения электрона на второй орбите больше, чем на первой на величину

$$\frac{ke^2}{2(r-a)} - \frac{ke^2}{2(r+a)} = \frac{kae^2}{r^2 - a^2}.$$

Если орбиты недалеко отстоят одна от другой, то $a \ll r$ и $a^2 \ll r^2$. Поэтому в знаменателе можно пренебречь величиной a^2, и разница кинетических энергий будет приближенно равна kae^2/r^2.

Потенциальная энергия электрона, напротив, больше на первой, далекой орбите, ибо для удаления электрона от ядра нужно совершить работу против сил электрического притяжения, действующих между электроном и ядром; эта работа идет на увеличение потенциальной энергии.

---

[1] Под законами классической физики мы понимаем законы, установленные для тел макроскопических размеров, хотя в некоторых случаях (жидкий гелий) квантовые явления проявляются и в макроскопических масштабах.

[2] Планетарная модель атома была обоснована Э. Резерфордом и Н. Бором в 1913 г.

Пусть электрон переводится с ближней орбиты на дальнюю по радиальному пути. Длина пути равна $(r+a)-(r-a)=2a$. Электрическая сила вдоль этого пути непостоянна по модулю. Но так как орбиты близки одна к другой ($a \ll r$), можно для приближенного вычисления работы использовать значение силы на среднем расстоянии электрона от ядра, равном $\dfrac{(r+a)+(r-a)}{2}=r$. По закону Кулона сила есть ke^2/r^2, а работа на пути $2a$, равная приросту потенциальной энергии, будет равна $k\cdot 2ae^2/r^2$.

Таким образом, при переходе электрона с дальней орбиты на ближнюю уменьшение его потенциальной энергии равно удвоенному приросту кинетической энергии. Мы доказали эту теорему для близких орбит, расстояние между которыми удовлетворяет условию $2a \ll r$. Суммируя изменения энергии электрона при переходах между последовательными парами близких орбит, убеждаемся, что теорема справедлива и для сколь угодно удаленных орбит.

Рассмотрим теперь бесконечно далекую орбиту, т. е. $r\to\infty$. Потенциальную энергию электрона на ней примем за начало отсчета потенциальной энергии, т. е. положим $W_{\text{п}}(r=\infty)=0$. Кинетическая энергия $mv^2/2=ke^2/2r$ обращается при $r=\infty$ в нуль; при переходе с орбиты $r=\infty$ на конечную орбиту радиуса r она возрастет на величину $ke^2/2r$. Потенциальная энергия уменьшится на вдвое большую величину (ke^2/r), т. е.

$$W(r)=W_{\text{п}}(r=\infty)-k\frac{e^2}{r}=0-k\frac{e^2}{r},\qquad W(r)=-k\frac{e^2}{r}. \tag{206.1}$$

Полная энергия электрона равна, следовательно,

$$\frac{mv^2}{2}+W(r)=k\frac{e^2}{2r}-k\frac{e^2}{r}=-k\frac{e^2}{2r};$$

она тем меньше (знак минус!), чем меньше радиус орбиты.

§ 207. Многоэлектронные атомы. Происхождение оптических и рентгеновских спектров атомов. Точно так же, как и в атоме водорода, в более сложных атомах электроны могут двигаться вокруг ядра только по определенным избранным орбитам. Различные экспериментальные данные указывают, что возможные орбиты электронов в атоме группируются в систему *оболочек*. Грубо схематически можно представить себе эти оболочки в виде концентрических сфер, окружающих ядро (рис. 368). Каждая из оболочек содержит определенное число орбит, на каждой из которых может находиться только о д и н электрон. Оболочка наименьшего радиуса, называемая K-оболочкой, содержит две

орбиты. На второй оболочке — L-оболочке — имеется восемь орбит. Столько же орбит на следующей оболочке — третьей. Далее идет четвертая оболочка с 18 орбитами и т. д.

Как указано в предыдущем параграфе, при переходе электрона с орбиты большего радиуса на орбиту меньшего радиуса выделяется энергия. Электрон, находящийся на внешней оболочке, обязательно «перескочит» на внутреннюю, если только на ней имеется свободная орбита. Поэтому в невозбужденном многоэлектронном атоме все электроны сосредоточены на внутренних орбитах.

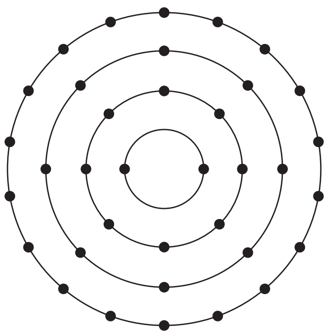


Рис. 368. Условная схема электронных оболочек атома: число черных точек равно наибольшему возможному числу электронов на оболочке

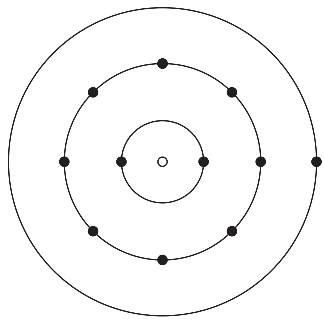


Рис. 369. Схема атома натрия: светлый кружок — ядро атома, черные точки — электроны. Заполнены все места на K- и L-оболочках и один электрон находится на третьей оболочке

Рассмотрим, например, элемент с порядковым номером 11 — натрий. Заряд атомного ядра натрия равен $Ze = 11e$. Атом натрия содержит 11 электронов: 10 из этих электронов заполняют все наличные орбиты на K- и L-оболочках, а последний 11-й электрон находится на третьей оболочке (рис. 369).

Внешние электроны атома связаны с ядром значительно слабее внутренних. Во-первых, они находятся на гораздо большем расстоянии от ядра. Во-вторых, сила притяжения внешних электронов положительным ядром в большой степени компенсируется отталкиванием со стороны отрицательных электронов, расположенных на внутренних оболочках. Как показывают измерения, чтобы оторвать от атома один из внешних электронов, нужна энергия от 5 до 20 эВ в зависимости от рода атома. Для того чтобы перевести какой-либо внешний электрон на одну из более далеких оболочек, не отрывая его от

атома (т. е. для возбуждения атома), достаточна еще меньшая энергия. При возвращении такого электрона на более близкую к ядру оболочку будет испущен световой квант с энергией, не превышающей 5–20 эВ, т. е. с длиной волны, лежащей в области видимого или ультрафиолетового света. Испускание света в оптических областях спектра связано, таким образом, с поведением внешних электронов атома.

Для отделения от атома внутренних электронов нужна гораздо большая энергия, быстро растущая с увеличением заряда атомного ядра. Так, чтобы вырвать электрон из K-оболочки, нужна энергия около 1,1 кэВ для натрия ($Z = 11$), свыше 9 кэВ для меди ($Z = 29$), около 70 кэВ для вольфрама ($Z = 74$). Переход электронов с L-оболочки и следующих за ней оболочек на свободное место в K-оболочке приводит поэтому к испусканию квантов большой энергии (с малой длиной волны), соответствующей рентгеновскому излучению.

Ранее уже указывалось, что рентгеновское излучение представляет собой электромагнитное излучение, возникающее при резком торможении электронов в веществе (тормозное излучение). Теперь мы видим, что существует второй механизм испускания рентгеновского излучения, состоящий в следующем. Электронная бомбардировка анода в рентгеновской трубке приводит к вырыванию электронов из внутренних оболочек атомов, составляющих анод. На освободившиеся места переходят электроны из внешних оболочек тех же атомов; при таких переходах испускается рентгеновское излучение, получившее название *характеристического рентгеновского излучения* данного атома.

Итак, испускание рентгеновского излучения атомами связано с внутренними электронными оболочками атомов. Изучение рентгеновских спектров дало поэтому ценные сведения о строении внутренних электронных оболочек атомов.

§ 208. Периодическая система элементов Менделеева. Периодический закон изменения химических свойств элементов, открытый Д. И. Менделеевым, является отражением глубоких закономерностей строения атомов; он имеет поэтому первостепенное значение не только для химии, но и для физики. Правильная теория строения атома должна согласовываться с законом Менделеева, т. е. должна объяснять закономерности в химических свойствах элементов, которые нашли выражение

в периодической системе Менделеева. Рассмотрим, как решает эту задачу планетарная модель атома.

Химические свойства проявляются при атомных столкновениях, ведущих к образованию молекул. Но при столкновении атомов сближаются и взаимодействуют прежде всего их электронные оболочки. Поэтому химические особенности атома определяются строением его электронных оболочек, т. е. в конечном счете зарядом атомного ядра [1]). В этом состоит причина того, что элементы в периодической системе располагаются в порядке возрастания ядерного заряда. Этим объясняется также совпадение химических свойств атомов-изотопов, ядра которых отличаются по массе, но имеют равные заряды.

На рис. 370 изображено начало таблицы Менделеева, причем для каждого элемента указано размещение электронов по возможным орбитам. Как отмечалось в предыдущем параграфе, возможные орбиты группируются в оболочки (K, L и т. д.).

Обращает на себя внимание тот факт, что номер группы системы Менделеева, в которую входит элемент, равен числу электронов на *последней* из занятых оболочек атома [2]). Так, в первую группу входят водород (один электрон на K-оболочке), литий (один электрон на L-оболочке), натрий (один электрон на третьей оболочке) и т. д. Все эти элементы обладают сходными химическими свойствами. Во вторую группу входят бериллий (два электрона на L-оболочке), магний (два электрона на третьей оболочке) и т. д. Элементы второй группы также весьма сходны в химическом отношении. Аналогичное положение имеет место и для остальных групп. Отсюда следует, что химические свойства атомов определяются электронами, расположенными на последней, не полностью занятой оболочке. Эти электроны носят название *валентных*. Число валентных электронов определяет валентность элемента. Так, все щелочные металлы (Li, Na, K, Rb, Cs), имеющие по одному валентному электрону, одновалентны; все щелочно-земельные элементы (Mg, Ca, Sr, Ba) двухвалентны и имеют по два валентных электрона и т. д. Атомы с целиком заполненными оболочками не имеют валентных электронов и химически

[1]) Напомним, что полное число электронов в электронных оболочках атома равно заряду атомного ядра (в элементарных единицах). Последний, в свою очередь, равен порядковому номеру элемента в периодической системе.

[2]) За исключением атомов с целиком заполненной последней оболочкой, т. е. атомов, у которых заполнены электронами все имеющиеся на оболочке места. Эта атомы входят в нулевую группу (см. ниже).

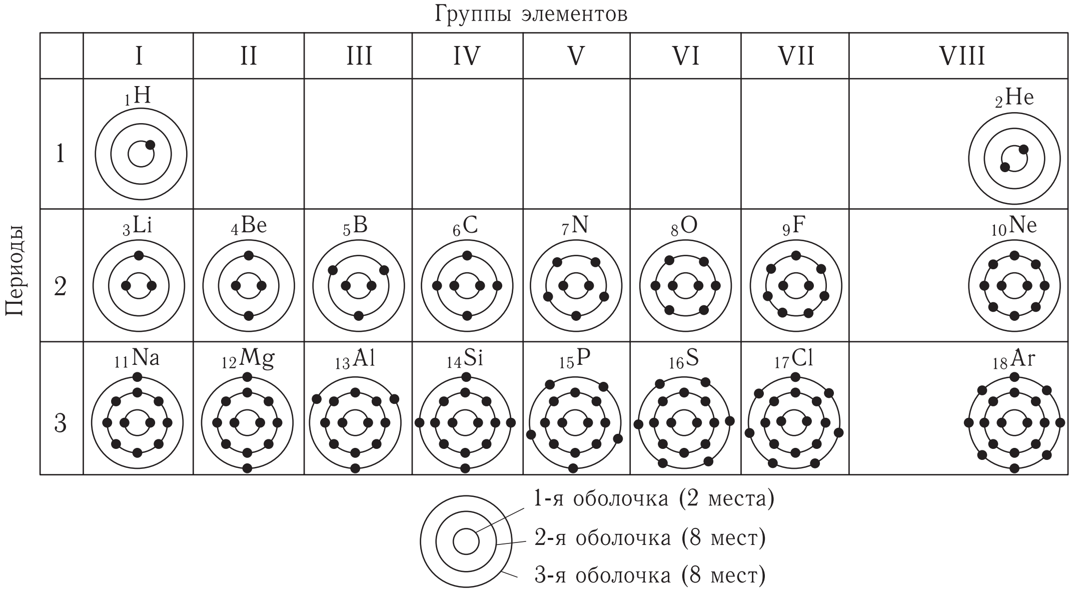


Рис. 370. Первые три периода периодической системы Менделеева. Для каждого элемента указано размещение атомных электронов по оболочкам

неактивны. Они образуют инертные газы — гелий, неон, аргон и другие и составляют нулевую группу, ибо их валентность равна нулю.

С возрастанием числа электронов в атоме свойства элемента изменяются от металлов к неметаллам. Когда очередная оболочка целиком заполняется электронами, получаем инертный газ. При дальнейшем увеличении количества электронов начинает строиться новая атомная оболочка — открывается следующий период периодической системы, в котором снова имеет место переход от металлов к неметаллам.

Начиная с 4-го периода системы Менделеева наблюдаются отступления от указанного порядка заполнения оболочек. На некоторых участках периодической системы новая оболочка начинает заполняться еще до того, как завершилось построение предыдущей оболочки. На других участках с увеличением числа электронов в атоме число электронов на последней оболочке остается неизменным и достраиваются предыдущие оболочки. В этом случае образуется группа соседних элементов с одинаковым числом валентных электронов, т. е. со сходными химическими свойствами. Примером такой группы являются так называемые редкие земли.

Мы нашли, таким образом, причину периодичности химических свойств элементов. Периодичность вызвана тем, что химические свойства в главных чертах определяются числом внешних (валентных) элементов в атоме, а число внешних электронов периодически повторяется по мере заполнения оболочек K, L и т. д.

Почему же на химических свойствах атома сказывается не вся совокупность атомных электронов, а только внешние электроны? Дело в том, что энергия, выделяемая или поглощаемая при химических реакциях, не превышает нескольких электронвольт на атом (см. упражнение 3 в конце главы). Этой энергии достаточно, чтобы изменить расположение внешних электронов атома. Но она слишком мала, чтобы изменить орбиты внутренних электронов, для которых энергия переходов значительно больше (см. § 207). Поэтому при объединении атомов в молекулы расположение внутренних электронов объединяющихся атомов сохраняется. Это доказывается тем, что спектр рентгеновского излучения химических соединений (возбужденного, например, электронной бомбардировкой) представляет собой наложение спектров излучений чистых элементов, входящих в это соединение.

В отличие от рентгеновского оптический спектр обусловлен, как мы видели, поведением внешних электронов, т. е. тех же

электронов, которые определяют и химические свойства атома. Этим объясняется, что химически сходные элементы характеризуются сходными оптическими спектрами. При образовании молекулы из атомов происходит перегруппировка «химических» (валентных) электронов, которые в то же время являются и «оптическими». Следовательно, образование молекулы сопровождается изменением и оптических свойств атомов. Поэтому-то оптический спектр молекулы обычно резко отличается от спектров атомов, составляющих молекулу.

Остановимся в заключение на устойчивости (прочности) атомов, о которой шла речь в начале этой главы. Эта устойчивость связана с устойчивостью атомных ядер. Поверхностные изменения свойств атома (например, его ионизация, образование сложных молекул из атомов) ограничиваются перегруппировкой внешних электронов и не затрагивают атомного ядра. Поэтому после таких изменений атом сравнительно легко может быть вновь восстановлен (нейтрализация иона, распад молекулы и т. д.). Но для радикального преобразования свойств атома, при котором атом изменяет свою природу и восстановление его представляет новый, сложный процесс, должно произойти изменение заряда ядра и связанное с этим изменение нормального числа электронов в атоме. Изменить заряд ядра, вообще говоря, можно. Однако ввиду малости и прочности ядер задача эта требует особых, исключительно мощных средств, с которыми мы познакомимся в гл. XXIV.

§ 209. Квантовые и волновые свойства фотонов. Как отмечалось в § 184, законы фотоэффекта были объяснены в 1905 г. А. Эйнштейном с помощью представления о световых квантах (фотонах). Согласно этим представлениям энергия электромагнитного поля не может делиться на произвольные части, а излучается и поглощается всегда определенными порциями, равными $h\nu$. Здесь ν — частота колебаний для излучения, а h — постоянная Планка. Именно эти порции энергии электромагнитного поля и получили название световых квантов или фотонов.

Квантовый характер электромагнитного излучения обычно проявляется в таких опытах, когда энергия каждого фотона достаточно велика, а число фотонов не слишком большое. Но во многих оптических экспериментах, в которых отчетливо наблюдаются волновые свойства света, мы встречаемся с противоположной ситуацией, когда энергии фотонов малы, а их число очень велико (см. пример в § 184). Именно поэтому кванто-

вая природа света долго ускользала от внимания исследователей.

Как уже говорилось ранее, в опытах по фотоэффекту на проводниках было обнаружено, что максимальная кинетическая энергия электронов, вылетающих под действием света (так называемых фотоэлектронов), связана с работой выхода A и частотой облучающих проводник электромагнитных волн соотношением

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}. \tag{209.1}$$

Это соотношение в 1916 г. было подтверждено американским физиком Р. Милликеном. Тонкие и тщательные измерения Милликена, выполненные по схеме опытов, описанных в § 183, позволили установить линейную зависимость между максимальной энергией, получаемой электроном от света, и частотой этого света, определить универсальный характер постоянной Планка h и измерить эту величину ($h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж · с). В дальнейших опытах частота падающего на поверхность металла излучения изменялась в широких пределах — от видимого света до рентгеновского и во всем исследованном интервале частот результаты измерений оказались в превосходном согласии с теорией.

В экспериментах с рентгеновским излучением представления о квантах были подвергнуты особенно тщательной и разносторонней проверке. Действительно, кванты видимого света (фотоны) обладают очень малой энергией — так, для желтого света $\nu \approx 5 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ и $h\nu \approx 3{,}31 \cdot 10^{-19}$ Дж. Поэтому для регистрации такого света в большинстве опытов приходится иметь дело с большим числом фотонов в единицу времени. В соответствии с этим, действие, производимое летящими по всем направлениям световыми квантами, распределенными случайным образом, трудно отличить от действия волны, равномерно распространяющейся во все стороны. Чем больше энергия квантов, тем легче наблюдать действие отдельного кванта и легче, следовательно, осуществить опыт по наблюдению распространения энергии излучения не во все стороны равномерно, а вспышками то по одному, то по другому направлению. Энергия фотонов в рентгеновской области спектра значительно превышает энергию фотонов видимого света. Кроме того, в опытах с рентгеновским излучением легче осуществить условия для испускания небольшого числа квантов в единицу времени.

Для получения рентгеновского излучения нужно бомбардировать электронами анод рентгеновской трубки (см. §§ 151, 153). Всякая остановка (торможение) электронов в веществе анода

сопровождается испусканием рентгеновского излучения. Теория световых квантов предсказывает, что в самом благоприятном случае вся кинетическая энергия электрона после его остановки перейдет полностью в один-единственный фотон, энергия которого $h\nu$ определяется из условия $W_{\text{кин}} = h\nu_{\max}$. Если электрон разгонялся разностью потенциалов U, то $W_{\text{кин}} = eU$.

Итак, максимальная частота рентгеновского излучения задается соотношением

$$h\nu_{\max} = eU. \tag{209.2}$$

Действительно, измерения подтвердили, что рентгеновский спектр в таких экспериментах характеризуется коротковолновой границей

$$\lambda_{\min} = c/\nu_{\max},$$

где c — скорость света, а максимальная частота излучения согласуется с условием (209.2). Более короткие волны (большие значения частоты ν) никогда при этом не наблюдаются, а более длинные волны соответствуют превращению лишь части кинетической энергии электрона в рентгеновское излучение. Определение коротковолновой границы рентгеновского спектра может быть выполнено весьма надежно. Поэтому такие опыты использовались для определения значения постоянной Планка (в соответствии с (209.2)). Наилучшие измерения, выполненные этим методом, дали $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$ Дж · с [1]). Эти данные согласуются с результатами измерения h в опытах по фотоэффекту. Таким образом, теория квантов хорошо подтверждается не только опытами по поглощению энергии излучения (фотоэффект), но и опытами по ее испусканию.

Регулируя число электронов, бомбардирующих анод рентгеновской трубки, мы можем изменять число излучаемых рентгеновских фотонов. Если теперь подвергнуть металлическую пластинку воздействию рентгеновским излучением, вызывая тем самым выход фотоэлектронов, то, как показывают опыты, кинетическая энергия этих электронов будет равняться энергии рентгеновских квантов (так как энергия электронов и рентгеновских квантов в таких опытах составляет десятки киловольт, то работой выхода электронов из металла — несколько электронвольт — можно пренебречь).

Таким образом, весь цикл превращений энергии в этих опытах выглядит так: 1) превращение работы электрического по-

[1]) Наиболее точное современное значение постоянной Планка $h = (6{,}626176 \pm 0{,}000036) \cdot 10^{-34}$ Дж · с.

ля eU в кинетическую энергию электрона $W = {}^1\!/_2 m v_e^2$ в рентгеновской трубке; 2) превращение кинетической энергии электрона в энергию излучаемого электроном при резком торможении рентгеновского кванта; 3) поглощение фотона электроном и превращение его энергии в кинетическую энергию фотоэлектрона:

$$eU = \frac{1}{2} m v_e^2 = h\nu = \frac{1}{2} m v^2.$$

Такие опыты можно сильно разнообразить, пользуясь удобными условиями экспериментов с рентгеновским излучением. Все они показывают, что энергия передается в этих явлениях концентрированными порциями, а не накапливается постепенно, как это имело бы место при непрерывной передаче энергии в виде электромагнитной волны. Один из самых убедительных опытов такого типа был поставлен Абрамом Федоровичем Иоффе (1880–1960). Были выполнены также прямые эксперименты по регистрации отдельных фотонов, показывающие, что энергия рентгеновского излучения распространяется от анода трубки в разные стороны не одновременно, а в виде порций (квантов), летящих то в ту, то в другую сторону.

Таким образом, исследование фотоэффекта и опыты с рентгеновским излучением убедительно показали, что свет ведет себя в этих явлениях не как волна, а как некоторая частица — фотон, которая образуется при излучении, летит в каком-то направлении и, поглощаясь, целиком отдает свою энергию другой частице. Но если фотон ведет себя как частица с полной энергией $W = h\nu$, то он должен иметь и определенный импульс. Фотон имеет скорость, равную скорости света. Поэтому из общих формул релятивистской механики (см. §§ 199, 200) следует ожидать, что он будет обладать импульсом

$$p = \frac{v}{c^2} W = \frac{1}{c} W = \frac{h\nu}{c}. \qquad (209.3)$$

Как мы уже видели раньше (§ 200), отличительной особенностью фотона является равенство нулю его массы покоя: фотон всегда движется со скоростью света и не может существовать как покоящаяся частица.

То, что фотоны обладают импульсом, косвенным образом следует уже из опытов по световому давлению (§ 65). Способность света оказывать давление на отражающую или поглощающую поверхность следует интерпретировать как результат передачи импульса фотонов, подобно тому как отражающиеся от стенки

сосуда молекулы газа, передавая ей импульс, оказывают на нее давление (см. том I).

Очень важную роль в развитии представлений о фотонах как некоторых элементарных частицах сыграли опыты американского физика Артура Комптона (1892–1962), в которых непосредственно было показано, что фотоны при соударениях с электронами ведут себя, как частицы с энергией и импульсом, связанными между собой соотношением (209.3).

Исследуя рассеяние рентгеновского излучения в веществе из легких атомов (рис. 371), Комптон в 1923 г. обнаружил, что при этом происходит изменение длины волны рентгеновского излучения, и установил связь между изменением длины волны $\Delta\lambda$ и углом рассеяния θ:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \tag{209.4}$$

Здесь постоянная $\lambda_0 = h/m_e c = 2{,}43 \cdot 10^{-12}$ м была первоначально определена из опыта. Результаты этих опытов противоречат классическим представлениям о рассеянии электромагнитных волн атомами, согласно которым атом под действием падающего излучения должен испытывать вынужденные колебания и становиться источником рассеянных волн, имеющих ту же частоту (т. е. ту же длину волны), что и падающая волна.

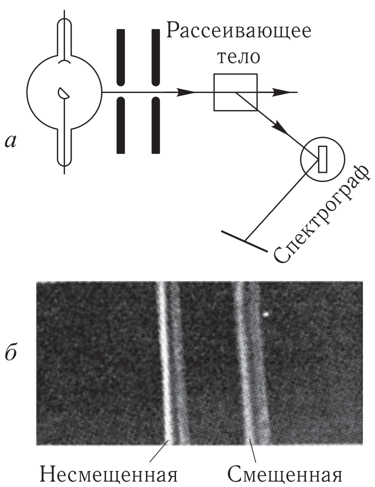


Рис. 371. *а*) Схема опыта Комптона. *б*) Спектр рассеянного рентгеновского излучения

Открытое Комптоном явление было, однако, прекрасно интерпретировано с помощью представления о фотонах. Опыты Комптона проводились с рентгеновскими квантами с энергией 17,5 кэВ. Эта энергия велика по сравнению с энергией связи электронов в легких атомах (несколько электронвольт). Поэтому можно считать, что в опытах происходило столкновение фотона со свободным электроном (а не с атомом как целым), напоминающее соударение упругих шаров. Применяя законы сохранения энергии

и импульса (рис. 372) к этому соударению, мы получим

$$\begin{aligned} h\nu + m_e c^2 &= h\nu' + \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2}\,, \\ p_e^2 &= \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\vartheta. \end{aligned} \tag{209.5}$$

При определении p_e^2 следует учитывать векторный характер закона сохранения импульса и использовать тригонометрическую теорему о связи между длинами сторон треугольника (рис. 372).

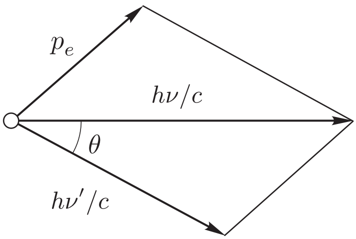


Рис. 372. Упругое столкновение фотона и электрона. До столкновения электрон покоится: $h\nu/c$ — импульс падающего фотона, $h\nu'/c$ — импульс рассеянного фотона, p_e — импульс электрона, θ — угол рассеяния фотона

При рассеянии рентгеновских фотонов высоких энергий *электроны отдачи*, получившие от этих фотонов импульс, могут иметь скорости, сравнимые со скоростью света. Поэтому следует учитывать релятивистский рост их массы и пользоваться законами релятивистской механики (см. §§ 199, 200), как это и было сделано в (209.5). Решение системы уравнений (209.5) приводит после некоторых преобразований к количественному объяснению соотношения для эффекта Комптона (209.4), установленного ранее экспериментальным путем (см. упражнение 19 в конце главы). В дальнейшем в опытах с квантами очень высоких энергий было обнаружено комптоновское рассеяние не только при взаимодействиях с электронами, но и с другими частицами, например с протонами и нейтронами. Таким образом, в этих экспериментах непосредственно установлено, что фотон ведет себя как элементарная частица не только в явлениях фотоэффекта и при излучении, но и в процессах взаимодействия с электронами и другими частицами [1]).

Последующие опыты подтвердили представления о том, что фотон — это некоторая частица. Были найдены процессы, в которых фотон при взаимодействии с атомными ядрами исчезает, а вместо него образуется пара элементарных частиц: электрон

[1]) С точки зрения современной теории элементарных частиц, комптоновское рассеяние рассматривается как поглощение фотона $h\nu$ электроном (или другой частицей) с последующим излучением новой частицы — фотона $h\nu'$.

и позитрон (частица, имеющая массу электрона и положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона), причем ядро остается при этом без изменений (см. § 223). В этих опытах было доказано, что электроны и позитроны не выделяются из ядра, ибо ядро остается неизменным, а возникают под действием света. Разлетевшиеся электрон, позитрон и ядро обладают энергиями и импульсами, которые они заимствуют у исчезнувшего фотона.

Был обнаружен и обратный процесс, когда электрон и позитрон, взаимодействуя друг с другом, перестают существовать как элементарные заряженные частицы: их заряды взаимно нейтрализуются, а их энергии покоя переходят в энергию образующейся в таком процессе пары фотонов, разлетающихся со скоростью света.

Как мы увидим в дальнейшем (гл. XXV), такие взаимные превращения одних частиц в другие являются очень важным и характерным их свойством, и в этом смысле фотон ничем не отличается от других микрочастиц, таких, как электроны, протоны и т. д.

Наконец, следует сказать, что фотоны, как и все другие частицы, могут испытывать на себе действие гравитационного поля. Так, точные наблюдения во время полных солнечных затмений за положением звезд, свет от которых проходит вблизи Солнца, показывают, что этот свет подвергается притяжению Солнца и отклоняется от своего первоначального пути. Качественно это можно понять, если учесть, что фотоны обладают энергией $h\nu$, которой соответствует «масса движения» $m = h\nu/c^2$, испытывающая гравитационное притяжение к Солнцу. Другой экспериментально наблюдавшийся очень красивый эффект состоит в том, что фотон, двигаясь в гравитационном поле, изменяет свою энергию. При этом энергия фотона $W = mc^2 = h\nu$ при движении, например, в поле тяготения Земли, меняется, вследствие изменения его потенциальной энергии в этом поле, на величину

$$mgH = \frac{h\nu}{c^2}gH,$$

где H — путь, который пролетает фотон вдоль направления гравитационного поля Земли. Отсюда можно заключить, что частота фотона изменяется на величину

$$\Delta\nu = \frac{\nu g H}{c^2}.$$

В опытах, в которых исследовалось движение фотонов, испускаемых возбужденными ядрами атома, в поле тяготения с высоты $H = 22{,}6$ м до уровня поверхности Земли, удалось наблюдать изменение частоты фотонов, которое прекрасно совпало с теоретическими предсказаниями:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{gH}{c^2} = \frac{9{,}8\ \text{м/с}^2 \cdot 22{,}6\ \text{м}}{9 \cdot 10^{16}\ (\text{м/с})^2} = 2{,}5 \cdot 10^{-15},$$

подтвердив тем самым, что фотоны подвержены гравитационному воздействию.

Таким образом, как мы смогли убедиться, рассмотрев многочисленные и разнообразные эксперименты, в ряде случаев свет надо рассматривать как поток корпускул — фотонов, обладающих свойствами, присущими другим микрочастицам. Однако для объяснения таких явлений, как интерференция и дифракция, приходится исходить из волновых свойств электромагнитного излучения. Оба аспекта природы — и волновой и корпускулярный — оказываются одинаково существенными. Поэтому для объяснения всех особенностей поведения излучения оказалось необходимым признать, что электромагнитные волны в известных условиях проявляют свойства потоков частиц. С равным правом можно высказать и обратное утверждение: частицы электромагнитного поля — фотоны — проявляют волновые свойства. Такой корпускулярно-волновой дуализм (двойственность) фотонов противоречит сложившимся классическим, обособленным друг от друга представлениям о волнах и частицах.

Сначала казалось, что фотоны, обладающие этими необычными свойствами, существенно отличаются от других частиц, например от электронов или протонов. Однако дальнейшее развитие физики микромира позволило установить, что корпускулярно-волновой дуализм отнюдь не является специфической особенностью фотонов, а имеет гораздо более общий характер.

§ 210. Понятие о квантовой (волновой) механике. Изучение строения атома привело к выводу, что поведение электронов в атоме, так же как поведение фотонов, противоречит привычным законам классической физики, т. е. законам, установленным в опытах с телами макроскопических размеров. Существование дискретных уровней энергии электронной оболочки атома, закономерности переходов между уровнями и заполнения этих энергетических состояний невозможно было объяснить, пользуясь обычными представлениями механики и законами электромагнетизма.

Важный шаг в разъяснении этих противоречий был сделан в 1923 г. французским физиком Луи де Бройлем (р. 1892). Он выдвинул и обосновал предположение о том, что не только фотоны, но и любые частицы обладают волновыми свойствами, которые не учитываются классическими законами, но играют существенную роль в атомных явлениях.

Кванты электромагнитного излучения — фотоны, как мы видели выше, характеризуются импульсом $p = h\nu/c$. Вместе с тем световая волна с частотой ν имеет длину $\lambda = c/\nu$. Исключая из этих выражений частоту, получаем связь между длиной волны и импульсом фотона

$$\lambda = \frac{h}{p}. \tag{210.1}$$

Если в самом деле, в рамках представления о корпускулярно-волновом дуализме, свойства фотонов и других частиц подобны друг другу, то это соотношение должно быть применимо теперь к любым частицам. Таким образом, была получена формула для длины волны де Бройля, т. е. для длины волны, которую следует сопоставить частице с импульсом p, чтобы описать ее волновые свойства. Эта формула также имеет вид (210.1). Если скорость частицы с массой покоя m мала по сравнению со скоростью света, то формула для длины волны де Бройля примет вид

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \tag{210.2}$$

Для проверки справедливости гипотезы де Бройля были произведены опыты по рассеянию электронов на кристаллах.

В свое время рассеяние рентгеновского излучения на кристаллах было использовано для доказательства их волновой природы (см. § 154). Благодаря интерференции вторичных волн, испускаемых правильно расположенными атомами кристалла, рассеяние происходит не в любых направлениях, а только под некоторыми определенными углами к падающему пучку. На фотопленке, расположенной позади рассеивающего кристалла (рис. 373), помимо центрального пятна от прямого пучка, получается система пятен от рассеянного (дифрагированного) излучения. Пример такого снимка приведен на рис. 374, *а* [1]).

[1]) На рис. 374 изображены картины, получаемые с поликристаллическим образцом, т. е. образцом, состоящим из большого числа мелких, беспорядочно ориентированных кристалликов. При таком образце отдельные пятна от рассеянного излучения сливаются в окружности, окаймляющие центральный пучок.

Оказалось, что если кристалл вместо рентгеновского излучения облучать электронами, то рассеянные электроны также об-

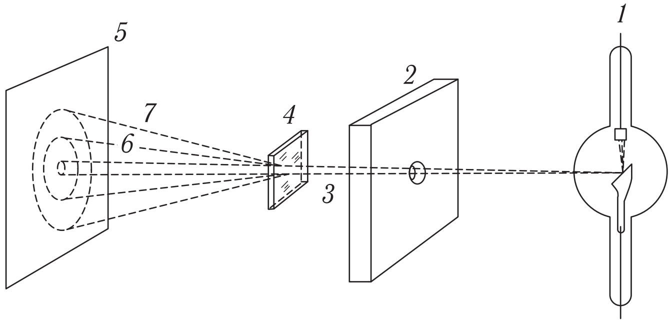


Рис. 373. Схема опыта по наблюдению дифракции рентгеновского излучения на кристаллах: *1* — рентгеновская трубка, *2* — свинцовая диафрагма, вырезающая узкий пучок рентгеновского излучения *3*, *4* — поликристаллический образец, *5* — фотопленка (в черной бумаге), *6* и *7* — пучки рассеянного кристаллом рентгеновского излучения

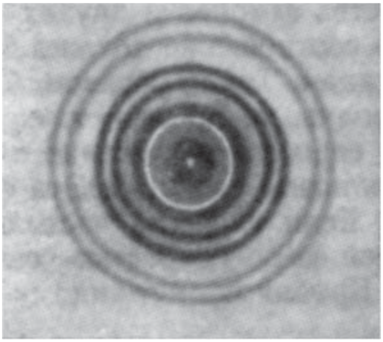
разуют на пленке систему колец, аналогичную кольцам от рассеянного рентгеновского излучения (рис. 374, *б*). Отсюда следовал удивительный вывод: *электроны способны к интерференции, т. е. они обладают волновыми свойствами.*

В дальнейшем дифракционные явления наблюдались и с другими частицами — с атомами, молекулами, нейтронами [1]). Эти опыты неопровержимо доказали, что мельчайшие частицы вещества в некоторых явлениях ведут себя как волны. Опыты позволили также определить длину волны, которая должна быть связана с данной частицей, чтобы объяснить ее дифракцию. Было найдено полное согласие с формулой де Бройля (210.2): *длина волны оказалась обратно пропорциональной* произведению массы m частицы на ее скорость v, а коэффициент пропорциональности — равным постоянной Планка h.

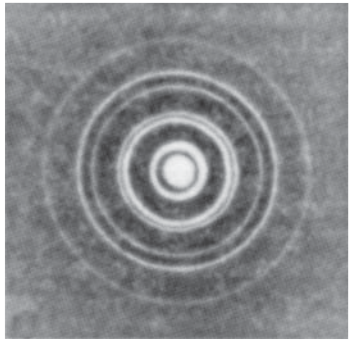
Постоянная Планка очень мала: $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с; ввиду этого длина волны де Бройля для частиц сколько-нибудь заметной массы совершенно ничтожна. Согласно формуле де Бройля пылинке массы один микрограмм (10^{-9} кг), летящей со скоростью 1 см/с, соответствует длина волны $\lambda = 6{,}6 \times 10^{-34}/(10^{-9} \times 10^{-2}) = 6{,}6 \times 10^{-23}$ м. Эта величина исчезающе мала по сравнению даже с размерами атомных ядер.

[1]) Нейтрон — нейтральная микрочастица с массой около 1 а. е. м. (см. §§ 219 и 220).

Иначе обстоит дело с электронами или атомами, массы которых несравненно меньше микрограмма. При не слишком большой скорости им соответствует длина волны того же порядка, что



а



б

Рис. 374. Фотоснимки дифракции рентгеновского излучения (*а*) и электронов (*б*) на поликристаллическом золоте

и длины волн рентгеновского излучения. Так, для атома гелия с энергией 0,04 эВ (энергия теплового движения при комнатной температуре) $\lambda = 0{,}7 \cdot 10^{-10}$ м; для электрона с энергией 13,5 эВ $\lambda = 3{,}3 \cdot 10^{-10}$ м.

Из оптики мы знаем, что волновой характер света проявляется весьма отчетливо в тех случаях, когда длины волн сравнимы с размерами тел, с которыми свет взаимодействует. Так, при прохождении света через отверстие размером в несколько длин волн или при отражении от дифракционной решетки с малым расстоянием между штрихами и т. д. нельзя не учитывать волновых свойств света. Напротив, при прохождении света через окно квартиры или при отражении от зеркала с редкими царапинами дифракционные явления можно не принимать во внимание; они практически незаметны. Точно так же *волновые свойства частиц имеют значение только тогда, когда длина волны де Бройля не мала по сравнению с размерами объектов, с которыми происходит взаимодействие*. В процессах взаимодействия атомов с электронами и другими мельчайшими частицами, для которых длина волны де Бройля порядка атомных размеров, волновые свойства частиц играют существенную и даже определяющую роль. Тем более это относится к процессам, связанным с поведением электронов внутри атомов или молекул.

При взаимодействии частиц макроскопических размеров, для которых, как мы видели, длина волны де Бройля в миллиарды раз меньше их размеров, учет волновых свойств совершенно излишен. Вот почему классическая механика, которая была выведена из наблюдений над большими телами и в которой о волновых свойствах тел даже и не подозревали, прекрасно удовлетворяет задачам, возникающим при исследовании движения небесных светил, частей механизмов и т. д. Но именно поэтому классическая механика совершенно непригодна для трактовки атомных явлений. Для решения задач этого типа нельзя уже ограничиться механикой Ньютона, и необходимо разработать более совершенную механику, которая учитывала бы волновые свойства вещества.

Эта важная задача была решена к исходу 20-х годов. Основные заслуги в ее решении принадлежат немецкому физику Вернеру Гейзенбергу (1901–1976), австрийскому физику Эрвину Шредингеру (1887–1961) и английскому физику Полю Дираку (1902–1984).

Совокупность законов движения частиц вещества, учитывающая их волновые свойства, получила название *волновой* или *квантовой механики*. Квантовая механика решила обширный круг вопросов, связанных с поведением частиц атомного мира. Сюда относятся поведение электронов в атомах и молекулах и взаимодействие атомов друг с другом: излучение и поглощение света, соударения электронов и других частиц с атомами, ферромагнетизм и другие явления. Квантовая механика предсказала также ряд новых явлений; все предсказания неизменно оправдывались на опыте. Успех квантовой механики в объяснении атомных явлений доказывает, что она правильно отражает объективные закономерности природы.

Остановимся на некоторых вопросах, связанных с квантовым характером явлений в атомах, более подробно и покажем, как с помощью волновых представлений могут быть получены формулы для энергетических уровней атомов.

Электрическое поле ядра удерживает электрон атома в некоторой области пространства вблизи ядра. Рассматривая электрон как волну, мы не можем говорить о четко ограниченном объеме, в котором эта волна сосредоточена, подобно тому как при колебаниях воздуха в открытой трубе (рис. 107) нельзя указать резкую границу, за которой колебаний нет. Будем понимать под размером атома размер основной области сосредоточения электронной волны.

Последовательные волновые представления о поведении электрона в атоме могут быть получены с помощью законов квантовой механики. Такие квантовомеханические расчеты позволяют, в частности, найти

определенные состояния, в которых может находиться атом, и определить дискретные уровни энергии этих состояний. Однако законы квантовой механики выражаются в довольно сложной математической форме, и мы не можем на них останавливаться.

Некоторые следствия этих законов можно, впрочем довольно просто, установить, опираясь на понятие волны де Бройля. Для примера рассмотрим атом водорода.

Вспомним, что в планетарной модели атома (§ 206) говорилось о движении электрона вокруг ядра по некоторым разрешенным орбитам. И хотя в квантовой механике, в которой электрон описывается как некоторая волна, нельзя говорить о движении по орбите, мы все же воспользуемся представлением об «орбите» электрона и используем свойства волн де Бройля, связанных с электроном, для того чтобы указать, какие «орбиты» являются разрешенными. Такой подход хотя и не является последовательным и строгим, но обладает большой наглядностью и позволяет получить результаты, очень близкие к точным квантово-механическим расчетам.

Итак, рассмотрим движение электрона в атоме водорода по круговой орбите радиуса r. Потребуем, чтобы разрешенными были только такие орбиты, на которых укладывается целое число длин волн де Бройля, т. е. орбиты, для которых выполняется условие

$$2\pi r = \lambda n \quad (n = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots). \qquad (210.3)$$

При выполнении условия (210.3), называемого условием квантования орбиты, любой произвольной точке на орбите соответствует определенная фаза колебания, связанного с волной.

В самом деле, задавая на орбите какую-либо точку, мы видим, что волна после полного оборота по орбите приходит в эту точку с той же самой фазой.

Таким образом, выполнение условия квантования делает волновую картину определенной и однозначной. Если же это условие не выполняется, то после полного оборота волна придет в исходную точку уже с другой фазой, затем опять с новой фазой и т. д. То есть в этом случае никакой однозначной волновой картины нет. Таким образом, волновое движение электронов в ограниченном пространстве сводится, как и в других волновых явлениях, к образованию «стоячих волн» (см. §§ 47–50, 56, 59).

Эти стоячие волны удовлетворяют «граничному условию» (210.2), которое связывает кинетическую энергию электрона $mv^2/2$ с размерами атома. Действительно, воспользовавшись формулой де Бройля $\lambda = h/mv$, получаем

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{h^2n^2}{8m\pi^2r^2}. \qquad (210.4)$$

Потенциальная энергия электрона на орбите $W_{\text{п}} = -ke^2/r$ (см. (206.1)). Полная энергия атома, т. е. сумма кинетической

и потенциальной энергии электрона

$$W = \frac{mv^2}{2} + W_\text{п} = \frac{h^2n^2}{8m\pi^2r^2} - k\frac{e^2}{r}.$$

Это выражение удобно переписать в виде

$$W = \left(\frac{nh}{2\sqrt{2m}\,\pi r} - k\frac{e^2\pi\sqrt{2m}}{nh}\right)^2 - k^2\frac{2\pi^2me^4}{h^2n^2}. \qquad (210.5)$$

График зависимости W от r приведен на рис. 375. При уменьшении размера атома его энергия уменьшается, проходит через минимум, а затем возрастает. Атом будет находиться в устойчивом состоянии, когда его размер соответствует минимуму энергии. В самом деле, в этом случае любое изменение размера атома требует затраты энергии и самопроизвольно происходить не может.

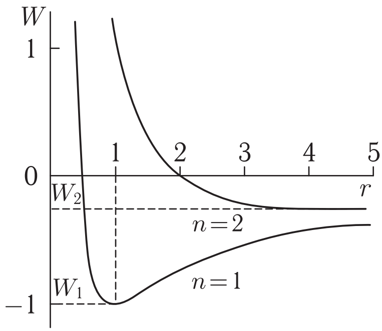


Рис. 375. Изменение энергии атома при изменении его размера. Приведены графики функции (210.5) при значении параметра $n = 1$ и $n = 2$. По оси ординат отложена энергия в единицах $k^2 \cdot 2\pi^2me^4/h^2$, по оси абсцисс — радиус атома в единицах $h^2/(k \cdot 4\pi^2me^2)$. В этих единицах формула (210.5) принимает вид $W = n^2/r^2 - 2/r$. Штриховыми линиями показаны минимумы энергии, отвечающие основному W_1 и первому возбужденному W_2 уровням атома водорода

Энергия W проходит через минимум при значениях r, обращающих в нуль положительно определенный член — квадрат скобки в выражении (210.5). Таким образом, энергия устойчивых состояний атома равна

$$W_n = -k^2\frac{2\pi^2me^4}{h^2n^2} = -\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\frac{2\pi^2me^4}{h^2n^2}, \qquad (210.6)$$

где ε_0 — электрическая постоянная, равная $8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, m — масса электрона, $n = 1, 2, 3, \ldots$ — *главное квантовое число*, которое указывает номер энергетического уровня. Значению $n = 1$ соответствует минимальная энергия атома.

Отметим, что строгое квантово-механическое решение задачи об энергетических уровнях атома водорода приводит к результату, совпадающему с выражением (210.6).

Совокупность энергетических уровней атома водорода, определяемая формулой (210.6), в точности совпадает с приведенной на рис. 360 (за начало отсчета энергии на рис. 360 принято основное

состояние атома $n = 1$, т. е. к выражению (210.6) прибавлена константа $k^2 \frac{2\pi^2 me^4}{h^2}$).

Точное решение указывает также, что вполне устойчивым является лишь основное состояние атома, отвечающее самому нижнему энергетическому уровню ($n = 1$). Остальные состояния ($n > 1$) оказываются не вполне устойчивыми — со временем они переходят в более низкие состояния, излучая избыток энергии в виде светового кванта.

Теперь мы можем понять причину устойчивости атома, т. е. невозможности падения электрона на ядро. Этому препятствует быстрое возрастание кинетической энергии электрона, сопровождающее уменьшение его длины волны де Бройля при сокращении размеров атома (см. (210.4)).

Отметим еще раз, что квантовая механика не находится в противоречии с классической механикой Ньютона. Все выводы ньютоновой механики заключены в квантовой механике и могут быть получены из этой последней как *приближенные* решения, *вполне пригодные* для тех случаев, когда волновые свойства частиц не играют существенной роли. Аналогичным образом обстоит дело и с теорией относительности (см. § 199, 200) — она переходит в механику Ньютона, когда скорости частиц малы по сравнению со скоростью света. В атомной физике часто приходится сталкиваться с явлениями, в которых и волновые свойства существенны, и скорости частиц велики. В этих случаях необходимо принимать во внимание как квантовую теорию, так и теорию относительности — пользоваться так называемой *релятивистской квантовой механикой*.

Следует указать, что современная физика столкнулась уже с задачами, полного решения которых не в состоянии дать и релятивистская квантовая механика. Сюда относятся вопросы о некоторых свойствах атомных ядер и о взаимодействии и свойствах частиц, их составляющих. Для такого рода вопросов требуется дальнейшее усовершенствование квантовой механики, которое в настоящее время еще не проведено.

? **1.** Пройдя разность потенциалов 1000 В, частица приобрела энергию 8 кэВ. Каков заряд частицы?

2. Найдите скорость атома гелия, кинетическая энергия которого равна 2 МэВ.

3. Найдите энергию (в электронвольтах), выделяющуюся при образовании одной молекулы CO_2 из углерода и кислорода, если теплота образования CO_2 равна 395 кДж/моль.

4. Ион описывает в магнитном поле окружность радиуса 5 см. Какой радиус траектории будет иметь в том же поле вчетверо более

тяжелый ион, обладающий тем же зарядом и а) той же скоростью; б) той же энергией?

5. Радиус траектории иона He^+ ($q/m = e/4m_{ед}$, где e — элементарный заряд, а $m_{ед} = 1$ а. е. м.) равен 10 см. Найдите радиус траектории в том же магнитном поле частицы с вдвое большим отношением заряда к массе, ускоренной той же разностью потенциалов. Рассмотрите случаи:
а) $q/m = 2e/4m_{ед}$ (ион He^{++})
и
б) $q/m = e/2m_{ед}$ (ион H_2^+).

6. Вычислите радиус траектории однократно заряженного иона с массой 20 а.е.м. в магнитном поле 0,05 Тл, если ион был ускорен разностью потенциалов 1000 В.

7. Две одинаковые частицы, но одна быстрая, а другая медленная, движутся по окружности в одном и том же магнитном поле. Которая из частиц совершает обороты быстрее?

8. Напишите выражение для времени одного оборота заряженной частицы в магнитном поле. Вычислите время оборота частицы с зарядом e и массой 1 а. е. м. в магнитном поле 1,5 Тл.

9. Во сколько раз энергия движущихся электрона и атома водорода больше соответствующей энергии покоя, если кинетическая энергия равна 1 кэВ, 1 МэВ, 1 ГэВ?

10. Снаряд массы 1 кг движется со скоростью 1000 м/с. Найдите дополнительную энергию снаряда, обусловленную движением.

11. Покажите, что для малых скоростей ($v/c \ll 1$) из релятивистской формулы для кинетической энергии (200.3) следует классическое выражение $W = mv^2/2$.
Указание.

$$1 - \sqrt{1 - v^2/c^2} = \frac{v^2 c^2}{1 + \sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}.$$

12. Используя формулу (200.2) зависимости энергии от скорости, найдите отношение энергии движущегося тела к энергии покоя для скоростей движения $v/c = 0{,}1$; 0,99.

13. Насколько увеличится масса 1 г гелия в результате нагревания от 0 до 1000 °C (теплоемкость 1 г газообразного гелия при постоянном объеме равна 3,12 Дж/К)?

14. Найдите расстояние между центрами щелей приемников в масс-спектрографе (по схеме рис. 354), служащем для разделения изотопов урана ^{238}U и ^{235}U, если радиус траектории ионов ^{235}U равен 50 см.

15. Ток пучка ионов урана U^+ в масс-спектрографе равен 1 мА. Какое количество ^{235}U выделится на приемнике за сутки?

16. Свечение атомарного водорода возбуждают электронами с энергией 12,5 эВ. Кванты какой энергии будут испускаться? Используйте схему энергетических уровней водорода (рис. 360).

17. Используя схему рис. 360, найдите длины волн линий в спектре поглощения атомарного водорода.

18. Вычислите электростатическую (кулоновскую) и гравитационную силы взаимодействия электрона с ядром в атоме водорода. Радиус атома примите равным $0{,}5 \cdot 10^{-8}$ см. Гравитационная постоянная равна $6{,}7 \cdot 10^{-11}$ Н · м^2/кг^2.

19. Пользуясь законами сохранения энергии и импульса для упругого комптоновского рассеяния фотонов на электронах (209.5), получите выражение для изменения длины волны фотона (209.4).

20. Вычислите длину волны светового кванта с энергией 10 эВ и длину волны де Бройля электрона и протона такой же энергии.

21. Объясните, почему при рассеянии на кристаллах медленных нейтронов (энергия $\sim 0{,}01$ эВ) наблюдаются резкие дифракционные явления (рассеяние происходит только в некоторых направлениях), в то время как при рассеянии более быстрых нейтронов (энергия ~ 100 эВ) эти явления незаметны.

Глава XXIII. **РАДИОАКТИВНОСТЬ**

§ 211. Открытие радиоактивности. Радиоактивные элементы. Уран, торий и некоторые другие элементы обладают свойством непрерывно и без каких-либо внешних воздействий (т. е. под влиянием внутренних причин) испускать невидимое излучение, которое подобно рентгеновскому излучению способно проникать сквозь непрозрачные экраны и оказывать фотографическое и ионизационное действия.

Свойство самопроизвольного испускания подобного излучения получило название *радиоактивности*. Элементы, обладающие этим свойством, называются *радиоактивными элементами*, а испускаемое ими излучение — *радиоактивным излучением*. Радиоактивные свойства были впервые обнаружены в 1896 г. у урана французским физиком Антуаном Анри Беккерелем (1852–1908).

Открытие радиоактивности произошло вслед за открытием рентгеновского излучения. Испускание рентгеновского излучения впервые было замечено при бомбардировке стеклянных стенок разрядной трубки катодными лучами. Наиболее эффектным результатом такой бомбардировки является интенсивное зеленое свечение стекла, люминесценция (см. том II, § 102). Это обстоятельство навело на мысль, что рентгеновское излучение есть продукт люминесценции и сопровождает всякую люминесценцию, например возбужденную светом.

Опытной проверкой этого предположения занялся Беккерель. Он возбуждал люминесцирующие вещества светом, а затем подносил их к обернутой в черную бумагу фотопластинке. Испускание проникающего излучения должно было бы обнаружиться по почернению фотопластинки после проявления. Из всех испытанных Беккерелем люминесцирующих веществ почернение пластинки сквозь черную бумагу вызывала лишь соль урана. Но при этом оказалось, что образец, предварительно возбужденный сильным освещением, давал т а к о е ж е п о ч е р н е н и е, как и невозбужденный образец. Отсюда следовало, что испускаемое урановой солью излучение не связано с люминесценцией, а испускается независимо от внешних воздействий. Этот вывод подтвердился опытами с нелюминесцирующими соединениями урана — они все давали проникающие излучение.

После открытия радиоактивности урана Беккерелем польский и французский физик Мария Склодовская-Кюри (1867–1934), которая основные научные работы выполняла в сотрудничестве со своим мужем Пьером Кюри (1859–1906), исследовала бо́льшую часть известных элементов и многие их соединения с целью установить, не обладают ли какие-либо из них радиоактивными свойствами. В своих опытах М. Кюри использовала в качестве признака радиоактивности способность радиоактивных веществ ионизовать воздух. Этот признак гораздо более чувствителен, чем способность радиоактивных веществ действовать на фотопластинку. Ионизующее действие радиоактивного препарата легко обнаруживается с помощью опыта, изображенного на рис. 376 (ср. том II, § 92). Опыты М. Кюри привели к следующим результатам.

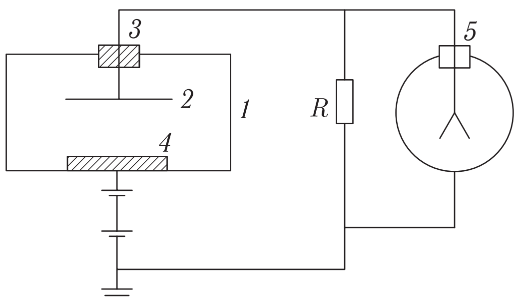


Рис. 376. Измерение ионизационного тока: *1* — корпус ионизационной камеры, *2* — электрод, отделенный от *1* изолирующей пробкой *3*, *4* — изучаемый препарат, *5* — электрометр. Сопротивление $R = 10^8$–10^{12} Ом. При достаточно высоком напряжении батареи все ионы, образуемые в объеме камеры ионизующим излучением, собираются на электроды, и через камеру течет ток, пропорциональный ионизационному действию препарата. В отсутствие ионизующих агентов воздух в камере является непроводником, и ток равен нулю

1. Радиоактивность обнаруживают не только уран, но и все его химические соединения. Кроме того, радиоактивные свойства были обнаружены еще у одного элемента — тория и у всех его химических соединений.

2. Радиоактивность препарата с любым химическим составом равна радиоактивности чистых урана или тория, взятых в количестве, в котором они содержатся в этом препарате.

Последний результат означает, что свойства молекулы, в состав которой входит радиоактивный элемент, не влияют на радиоактивность. Таким образом, *радиоактивность пред-*

ставляет собой не молекулярное явление, а внутреннее свойство атомов радиоактивного элемента.

Помимо чистых элементов и их соединений, Кюри исследовала также различные природные минералы. Радиоактивность минералов оказалась обусловленной присутствием в них урана или тория. При этом, однако, некоторые минералы обнаружили неожиданно большую радиоактивность. Так, урановая смоляная руда давала в четыре раза большую ионизацию, чем содержащийся в ней уран.

Повышенную активность смоляной руды можно было объяснить только примесью неизвестного радиоактивного элемента в количестве настолько малом, что он ускользал от химического анализа. Несмотря на малое содержание, этот элемент испускал больше радиоактивного излучения, чем присутствующий в большом количестве уран. Следовательно, радиоактивность этого элемента должна быть во много раз сильнее радиоактивности урана.

Исходя из этих соображений, Пьер и Мария Кюри предприняли химическое выделение гипотетического элемента из урановой смоляной руды. Контролем успешности проводимых химических операций служила радиоактивность на единицу массы получаемого продукта, которая должна была расти по мере увеличения в нем содержания нового элемента. После нескольких лет напряженной работы действительно удалось получить несколько десятых долей грамма чистого элемента, радиоактивность которого более чем в миллион раз превосходила радиоактивность урана. Элемент этот получил название *радий* (т. е. лучистый).

По своим химическим свойствам радий (Ra) относится к щелочно-земельным металлам. Атомная масса его оказалась равной 226. На основании химических свойств и атомной массы радий был помещен в дотоле пустовавшую клетку № 88 периодической системы Менделеева.

Радий является постоянным спутником урана в рудах, но содержится в ничтожных количествах — примерно 1 г радия на 3 т урана; ввиду этого добыча радия представляет собой весьма трудоемкий процесс. Радий — один из самых редких и дорогих металлов. Он ценится как концентрированный источник радиоактивных излучений.

Дальнейшие исследования Кюри и других ученых значительно расширили число известных радиоактивных элементов.

Все элементы с порядковым номером, превышающим 83, оказались радиоактивными. Они были найдены в виде небольших примесей к урану, радию и торию [1]).

Таким же образом были найдены радиоактивные изотопы элементов таллия ($Z = 81$), свинца ($Z = 82$) и висмута ($Z = 83$). Следует отметить, что радиоактивны только редкие изотопы этих элементов, примешанные к урану, радию и торию. Обычные таллий, свинец и висмут нерадиоактивны.

Помимо элементов, образующих конец периодической системы Менделеева, радиоактивными оказались также элементы: самарий, калий, рубидий. Радиоактивность этих элементов слаба и обнаруживается с трудом.

§ 212. α-, β- и γ-излучение. Камера Вильсона. Как мы видели, радиоактивные излучения обладают ионизационным и фотографическим действием. Оба эти действия свойственны как быстрым заряженным частицам, так и рентгеновскому излучению, представляющим собой электромагнитные волны. Чтобы выяснить, обладает ли радиоактивное излучение зарядом, достаточно подвергнуть его действию электрического или магнитного поля.

Рассмотрим следующий опыт. В откачанную коробку (рис. 377, *а*) перед узкой щелью в свинцовой перегородке *2* помещен радиоактивный препарат *1* (например, крупинка радия). Установим по другую сторону щели фотографическую пластинку *3*. После проявления мы увидим на ней черную полоску — теневое изображение щели. Свинцовая перегородка, следовательно, задерживает радиоактивные лучи; и они проходят в виде узкого пучка через щель. Поместим теперь коробку между полюсами сильного магнита (рис. 377, *б*) и снова установим в положение *3* фотопластинку. Проявив пластинку, обнаружим на ней уже не одну, а три полоски, из которых средняя соответствует прямолинейному распространению пучка из препарата через щель.

Таким образом, в магнитном поле пучок радиоактивного излучения разделился на три составляющие, из которых две отклоняются полем в противоположные стороны, а третья не испытывает отклонения. Первые две составляющие представляют собой потоки противоположно заряженных частиц. Положительно заряженные частицы получили название *α-частиц* или *α-из-*

[1]) За исключением элементов с порядковыми номерами 85 и 87, которые в естественном виде не существуют.

лучения. Отрицательно заряженные частицы называют *β-частицами* или *β-излучением*. Магнитное поле отклоняет α-частицы несравненно слабее, чем β-частицы. Нейтральная компонента, не испытывающая отклонения в магнитном поле, получила название γ-излучения.

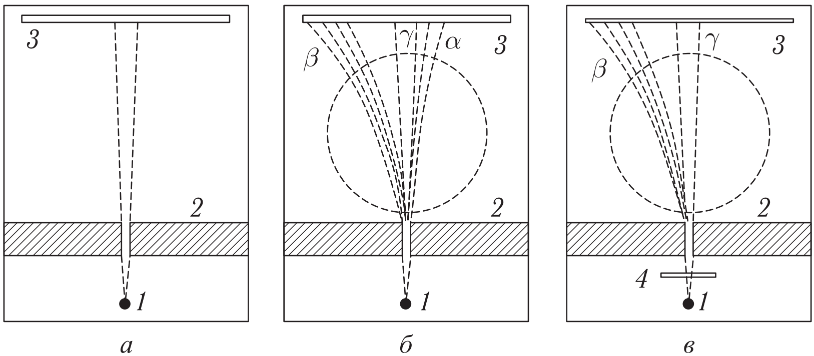


Рис. 377. Отклонение радиоактивного излучения магнитным полем: *а*) траектории лучей в отсутствие магнитного поля; *б*) траектории лучей в магнитном поле (штриховой круг — проекция полюсов магнита; линии поля направлены из-за плоскости чертежа на нас); *в*) лист бумаги толщиной 0,1 мм полностью поглощает α-излучение. *1* — радиоактивный препарат, *2* — свинцовый экран, *3* — фотопластинка, *4* — лист бумаги толщины 0,1 мм

α-, β- и γ-излучения сильно отличаются друг от друга по свойствам, в частности по способности проникать сквозь вещество. Для исследования проникающей способности радиоактивного излучения можно использовать тот же прибор (рис. 377, *б*). Будем помещать между препаратом 1 и щелью экраны возрастающей толщины, производить снимки в присутствии магнитного поля и отмечать, начиная с какой толщины экрана исчезнут следы лучей каждого рода.

Оказывается, первым исчезает след α-частиц. α-частицы полностью поглощаются уже листом бумаги толщины около 0,1 мм (рис. 377, *в*; 378, *а*). Поток β-частиц постепенно ослабляется с увеличением толщины экрана и поглощается полностью при толщине алюминиевого экрана в несколько миллиметров (рис. 378, *б*). Наиболее проникающим является γ-излучение. Слой алюминия толщины 1 см почти не ослабляет интенсивности γ-излучения.

Вещества с большим атомным номером обладают значительно бóльшим поглощающим действием для γ-излучения; в этом

отношении γ-излучение сходно с рентгеновским. Так, 1 см свинца ($Z = 82$) ослабляет пучок γ-излучения примерно в два раза (рис. 378, *в*).

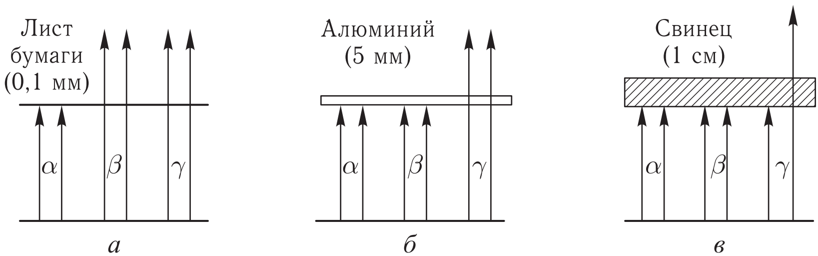


Рис. 378. Поглощение радиоактивных излучений веществом

Различие в свойствах α-, β- и γ-излучений наглядно проявляется в так называемой *камере Вильсона* — приборе для наблюдения путей быстрых заряженных частиц. Камера Вильсона (рис. 379) представляет собой стеклянный цилиндр *1* со стек-

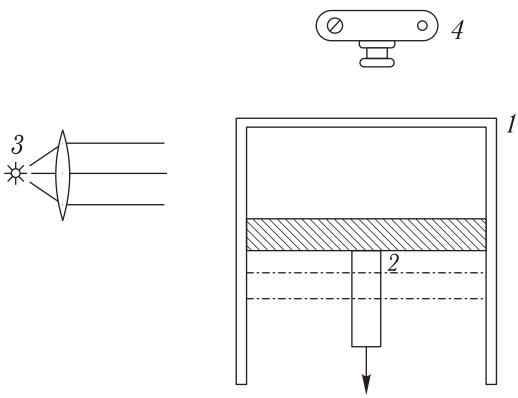


Рис. 379. Камера Вильсона (упрощенная схема): *1* — стеклянный цилиндр, *2* — поршень, *3* — осветитель, *4* — фотоаппарат. Воздух над поршнем насыщен паром воды

лянной крышкой, в котором может перемещаться поршень *2*. Объем цилиндра над поршнем заполнен воздухом, насыщенным паром воды (или спирта). При резком опускании поршня воздух в камере охлаждается вследствие быстрого расширения. Пар воды становится п е р е с ы щ е н н ы м, т. е. создаются условия для конденсации пара на я д р а х к о н д е н с а ц и и (см. том I, § 300). В качестве ядер конденсации могут служить продукты ионизации воздуха. Ионы поляризуют молекулы воды и при-

тягивают их к себе, облегчая этим конденсацию. Ядрами конденсации могут служить также частички пыли, но при работе с камерой Вильсона воздух в ней тщательно очищают.

Пусть пар в камере находится в состоянии пересыщения. Быстрая заряженная частица, пролетая через камеру, оставляет на своем пути цепочку ионов. На каждом ионе оседает капелька, и траектория частицы становится видимой в виде туманного следа. Освещая туманные следы сбоку сильной лампой *3* (рис. 379), можно сфотографировать их через прозрачную крышку камеры. Такие фотографии изображены на рис. 380 и 381. С помощью этого замечательного метода мы имеем воз-


а

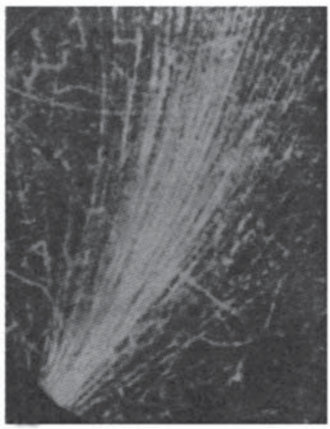

б

Рис. 380. Следы α- и β-частиц в камере Вильсона. Частицы испускаются радиоактивным препаратом, помещенным в нижней части камеры: *а*) α-частицы: камера в магнитном поле 4,3 Тл, направленном перпендикулярно плоскости рисунка от нас; *б*) β-частицы: магнитное поле 0,0215 Тл направлено на нас

можность наблюдать траекторию полета (след) одной-единственной α- или β-частицы. Туманные следы существуют в камере недолго, так как воздух нагревается, получая тепло от стенок камеры, и капли испаряются. Чтобы получить новые следы, необходимо удалить имеющиеся ионы с помощью электрического поля, сжать воздух поршнем, выждать, пока воздух

в камере, нагревшийся при сжатии, охладится, и произвести новое расширение.

Ценность камеры Вильсона как физического прибора значительно возрастает, если поместить ее в магнитное поле, как это сделали советские физики Петр Леонидович Капица (1894–1984)

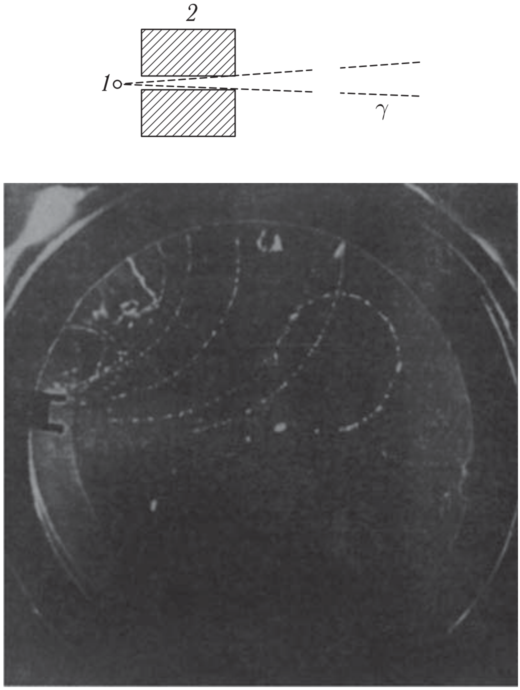


Рис. 381. Фотография следов в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле и облучаемой γ-излучением. Вверху — расположение источника: *1* — радиоактивный препарат, *2* — свинцовый экран с щелью, γ — пучок γ-излучения

и Дмитрий Владимирович Скобельцын (р. 1892). Магнитное поле искривляет траектории частиц (рис. 380). Направление изгиба следа позволяет судить о знаке заряда частицы; измерив радиус траектории, можно определить скорость частицы, если известны ее масса и заряд (см. § 198).

Длина следов α-частиц в воздухе при атмосферном давлении составляет около 5 см и много меньше длины следов б о л ь ш и н с т в а β-частиц. Следы α-частиц гораздо жирнее следов β-частиц, что свидетельствует о меньшей ионизующей способности последних.

На рис. 381 представлена камера Вильсона, помещенная в магнитное поле и облучаемая источником γ-излучения. Пучки γ-излучения не отклоняются магнитным полем, и их траектории в камере должны представлять собой прямые линии, исходящие из источника. Таких прямолинейных следов на фотографии нет. Следовательно, γ-излучение не оставляет на своем пути непрерывной цепочки ионизованных атомов. Действие γ-излучения на вещество сводится к редкому выбиванию из атомов электронов, которым за счет энергии γ-квантов сообщается большая скорость; эти электроны затем производят ионизацию атомов среды. Траектории таких электронов, изогнутые магнитным полем, видны на рис. 381. Большинство электронов исходит из стенок камеры.

Отметим в заключение, что большинство радиоактивных веществ излучает только один род частиц — либо α-частицы, либо β-частицы. Испускание частиц часто (но не всегда) сопровождается испусканием γ-излучения.

§ 213. Способы регистрации заряженных частиц. В развитии знаний о «микромире», в частности в изучении явлений радиоактивности, исключительную роль сыграли приборы, позволяющие регистрировать ничтожное действие одной-единственной частицы атомных размеров. Одним из таких замечательных приборов является камера Вильсона, делающая видимыми траектории отдельных быстродвижущихся заряженных частиц (§ 212). Другой прибор этого рода, с примитивной формой которого мы познакомились в § 203, это — так называемый счетчик сцинтилляций.

При бомбардировке некоторых люминесцирующих веществ (сернистый цинк, нафталин и др.) быстрыми заряженными частицами наблюдается, что заметная доля энергии тормозящихся в них заряженных частиц превращается в видимый свет: попадание быстрой заряженной частицы на слой такого вещества вызывает кратковременную вспышку света, называемую *сцинтилляцией*. Яркость вспышки особенно велика в случае α-частиц, так как α-частица тормозится на пути длины менее 0,1 мм, и выделяющаяся световая энергия оказывается сосредоточенной в ничтожном объеме. Сцинтилляции, вызываемые α-частицами в экране из сернистого цинка, могут быть обнаружены глазом. Простейший прибор, служащий для этой цели, — спинтарископ — изображен на рис. 382. Однако визуальный (при помощи глаза) способ наблюдения сцинтилляций крайне утомителен. В настоящее время для счета сцинтилляций пользуются особо

чувствительными фотоэлементами (см. § 185) — так называемыми *фотоэлектронными умножителями*, изобретенными советским физиком Л. А. Кубецким. Сцинтилляции, производимые β- и γ-частицами, гораздо слабее свечения, вызываемого α-частицами; они недоступны глазу, и регистрация их производится только с помощью фотоэлектронных умножителей [1]).

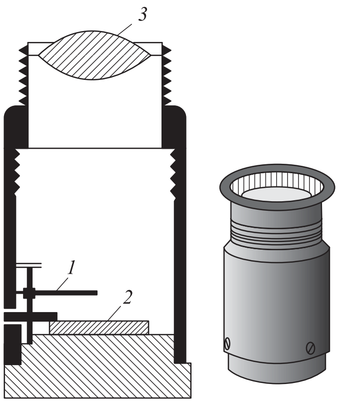


Рис. 382. Спинтарископ в разрезе (*а*) и внешний вид (*б*). *1* — иголка, на конце которой находится крупинка радия, *2* — экран из сернистого цинка, *3* — лупа

Очень распространенным прибором для регистрации отдельных заряженных частиц является *газоразрядный счетчик Гейгера–Мюллера*. Газоразрядный счетчик (рис. 383) представляет собой металлический цилиндр *2*, по оси которого натянута тонкая проволока *1*, изолированная от цилиндра. Цилиндр заполняется специальной смесью газов (например, аргон + пары спирта) до давления 100–200 мм рт. ст. На нить подается положительный потенциал порядка 1000 В относительно цилиндра.

Прохождение каждой ионизующей частицы через счетчик вызывает в нем кратковременную вспышку газового разряда. При этом по цепи счетчика проходит кратковременный импульс тока. Если сопротивление R достаточно велико ($\sim$ 1000 МОм), то потенциал нити сохраняется сниженным в течение нескольких миллисекунд, и этот импульс можно обнаружить по отбросу чувствительного электрометра *4*. На практике импульс тока, вызванный прохождением заряженной частицы через счетчик, усиливают транзисторным или электронно-ламповым усилителем и регистрируют по передвижению стрелки присоединенного к усилителю электромагнитного нумератора (рис. 384) или с помощью электронного цифрового индикатора.

[1]) Детекторы частиц, состоящие из слоев люминесцирующего вещества и фотоумножителей, могут регистрировать одиночные заряженные частицы. Такие приборы — *сцинтилляционные счетчики* — получили очень широкое распространение. Современные экспериментальные установки включают в себя сотни и даже тысячи таких сцинтилляцнонных счетчиков (см. гл. XXVI).

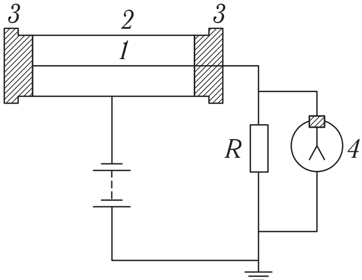


Рис. 383. Газоразрядный счетчик: *1* — анод счетчика (тонкая нить), *2* — катод (металлический цилиндр), *3* — изоляторы, *4* — электрометр для регистрации разрядов в счетчике. При разряде на нити счетчика скапливаются электроны и потенциал ее снижается. По окончании разряда потенциал нити восстанавливается благодаря притоку зарядов от батареи через сопротивление

Рассмотрим подробнее механизм действия газоразрядного счетчика. Счетчик представляет собой два коаксиальных цилиндра, и потому электрическое поле в нем неоднородно (см. том II, § 30). Напряженность электрического поля достигает наибольшей величины у нити и быстро спадает при удалении от нее (рис. 385, *а*). При разности потенциалов около 1000 В напряженность электрического поля вблизи нити оказывается достаточно большой, чтобы сообщать медленным электронам скорость, необходимую для ионизации газа.

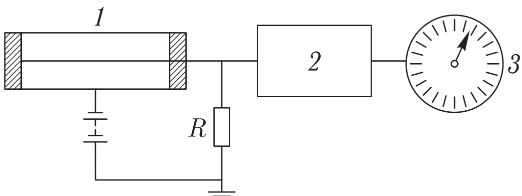


Рис. 384. Схема установки для регистрации радиоактивных излучений с помощью газоразрядного счетчика: *1* — газоразрядный счетчик, *2* — усилитель, *3* — электромагнитный нумератор, $R \sim 1$ МОм

Пусть где-либо в объеме счетчика образовался свободный медленный электрон (например, в результате ионизации газа под действием быстрой частицы, пролетающей через счетчик). Этот электрон будет двигаться к положительно заряженной нити и в области сильного поля вблизи нити начнет ионизовать атомы газа. Электроны — продукты ионизации — ускоряются полем и в свою очередь производят ионизацию, давая начало новым и новым электронам и новой ионизации [1]).

Число ионизованных атомов лавинообразно нарастает — в газе счетчика вспыхивает электрический разряд. Образующиеся при разряде электроны очень скоро собираются на нити, тогда как тяже-

[1]) Положительные ионы приобретают в электрическом поле счетчика такую же энергию, как и электроны, но благодаря много большей массе скорость их настолько мала, что ионизующим действием положительных ионов можно практически пренебречь.

лые и потому малоподвижные ионы медленно движутся к цилиндру. Накопление электронов на нити снижает ее положительный заряд и все более и более уменьшает напряженность электрического поля у нити (рис. 385, *б*). Через короткое время (порядка микросекунды, т. е. миллионной доли секунды) поле ослабляется настолько, что уже не сообщает электронам нужной для ионизации скорости. Ионизация прекращается, и начавшийся разряд о б р ы в а е т с я.

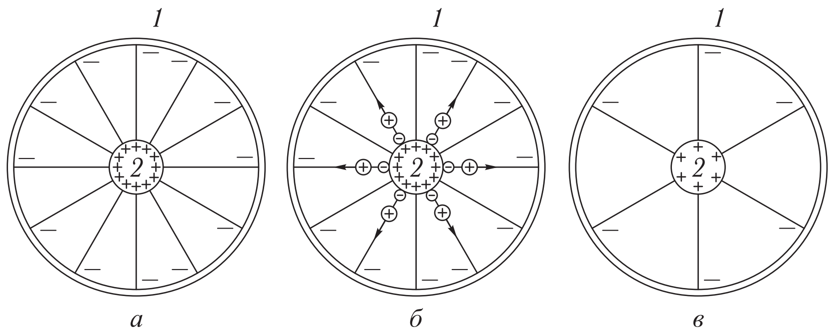


Рис. 385. К механизму работы газоразрядного счетчика частиц (*1* — цилиндр счетчика, *2* — нить, диаметр которой преувеличен): *а*) счетчик заряжен до рабочей разности потенциалов, при которой прохождение заряженной частицы через счетчик вызывает в нем вспышку газового разряда. Изображены линии электрического поля в счетчике. Густота линий, т. е. напряженность электрического поля, наибольшая у нити; *б*) поле в счетчике в момент самогашения разряда. Электроны, образованные при ионизации газа, собрались на нити и компенсируют часть ее положительного заряда. Положительные ионы продолжают двигаться к цилиндру. Поле у нити ослаблено; *в*) поле в счетчике, не присоединенном к батарее, после того как разряд погас и положительные ионы дошли до цилиндра

Если счетчик не подключен к батарее, то после разряда электрическое поле в нем остается ослабленным, и новый разряд невозможен (рис. 385, *в*). В обычно же употребляемых схемах включения (рис. 383 и 384) поле в счетчике быстро восстанавливается за счет притока зарядов от батареи, к которой счетчик подключен через сопротивление R. Счетчик оказывается с н о в а г о т о в ы м к действию уже через 100–200 мкс после вспышки разряда.

Отметим, что быстрое гашение разряда происходит только при специальном подборе газового заполнения счетчика и при не слишком большом напряжении на нем. При чрезмерном повышении напряжения в счетчике возникает негаснущий разряд, состоящий из непрерывно следующих друг за другом вспышек описанного выше типа. Повторение вспышек разряда вызывается электронами, которые выбиваются из цилиндра счетчика при попадании на него положительных ионов.

В счетчике Гейгера–Мюллера амплитуда и длительность импульса тока, развивающегося в результате лавинного процесса в газе, не зависит от природы и энергии регистрируемой заряженной частицы, «поджигающей» счетчик (т. е. вызывающей этот лавинный процесс). Можно выбрать и другой режим работы газоразрядного прибора — так называемый пропорциональный режим. Если уменьшить напряжение, приложенное к счетчику, так чтобы лавинный процесс не развивался очень сильно и не переходил в разряд, то число пар ионов в этой «ограниченной лавине» будет пропорционально начальной ионизации. Такие *пропорциональные счетчики* могут не только регистрировать отдельные частицы, но и измерять вызываемую ими ионизацию (т. е. энергетические потери частицы в газе), что очень важно для идентификации частиц.

В последнее время широкое распространение получили так называемые полупроводниковые детекторы. Такой детектор по существу представляет собой ионизационную камеру (рис. 376), в которой воздух заменен полупроводником. Использование кремния или германия, соответствующим образом обработанных, позволяет снизить темновой ток (ток в отсутствие ионизующего излучения) до приемлемых для регистрации ионизующего излучения значений величин. Преимуществом полупроводниковых детекторов является то, что, благодаря большой плотности вещества этих счетчиков, в них может быть поглощена большая часть энергии ионизующих излучений.

§ 214. Природа радиоактивного излучения. 1. *γ-излучение.* По своим свойствам γ-излучение подобно рентгеновскому излучению. Как и рентгеновское излучение, оно ионизует воздух, действует на фотопластинку и не отклоняется магнитным полем. При прохождении через кристаллы γ-излучение, подобно рентгеновскому, обнаруживает дифракцию. Оба вида излучения тем сильнее поглощаются экранами, чем больше атомный номер вещества экрана.

По проникающей способности γ-излучение некоторых радиоактивных веществ значительно превосходит рентгеновское излучение, используемое в медицине и технике. Но проникающая способность (или, как говорят, ж е с т к о с т ь) рентгеновского излучения возрастает с увеличением напряжения, ускоряющего электроны. При торможении электронов, ускоренных напряжением в несколько миллионов вольт, образуется рентгеновское излучение, уже не уступающее по проникающей способности наиболее жесткому излучению.

Совпадение всех свойств γ-излучения и жесткого рентгеновского излучения доказывает их одинаковую природу. Из предыдущего мы знаем, что рентгеновское излучение является коротковолновым электромагнитным излучением. Следовательно, γ-излучение также представляет собой э л е к т р о м а г н и т н ы е

волны, отличающиеся очень малой длиной волны и, следовательно, очень большой энергией квантов [1]). Как и другие электромагнитные излучения, γ-излучение распространяется со скоростью света, равной 300 000 км/с. γ-излучение и рентгеновское излучение равной длины волны, кроме способа получения, ничем друг от друга не отличаются.

Как показывают измерения, энергия квантов γ-излучения различна у различных радиоактивных веществ: наблюдаются γ-кванты с энергией от десятка килоэлектронвольт (кэВ) до нескольких мегаэлектронвольт (МэВ); этому соответствует длина волны от 10^{-10} до 10^{-13} м.

2. *α- и β-частицы.* Для установления природы α- и β-частиц существенно измерить заряд и массу отдельной частицы.

Измерение заряда в принципе весьма просто. Нужно независимо измерить заряд Q, переносимый пучком частиц за определенное время, и сосчитать число частиц N, пролетающих за то же время. Очевидно, заряд одной частицы

$$q = Q/N.$$

Опыт по измерению заряда α- или β-частиц может быть поставлен следующим образом (рис. 386, *а*). Радиоактивный препарат *1*, испускающий с постоянной интенсивностью α- или β-частицы, устанавливается перед диафрагмой *2*, отверстие которой вырезает узкий пучок частиц. Все частицы, прошедшие через отверстие, улавливаются полым металлическим цилиндром *3*, присоединенным к чувствительному электрометру. По отклонению электрометра определяют заряд, внесенный пучком внутрь цилиндра.

Далее, не изменяя положения препарата и диафрагмы, заменяют электрометр и цилиндр счетчиком частиц 5 (рис. 386, *б*) и сосчитывают число частиц, проходящих через отверстие диафрагмы за время, равное времени измерения заряда. Для счета частиц в этом опыте могут быть применены счетчик сцинтилляций или газоразрядный счетчик, описанные в предыдущем параграфе.

Опытами подобного рода было установлено, что *α-частицы несут положительный заряд, равный двум элементарным зарядам. Заряд β-частиц оказался равным одному элементарному отрицательному заряду.*

Измерение массы α- и β-частиц оказывается задачей несколько более сложной, чем измерение массы ионов (см. § 198),

[1]) Напомним, что энергия кванта W связана с частотой излучения ν и с длиной волны λ соотношениями

$$W = h\nu = hc/\lambda,$$

где h — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме.

так как скорость этих частиц неизвестна. Для частиц с неизвестной скоростью опыт по отклонению в магнитном поле не позволяет определить и массу и скорость, но дает лишь некото-

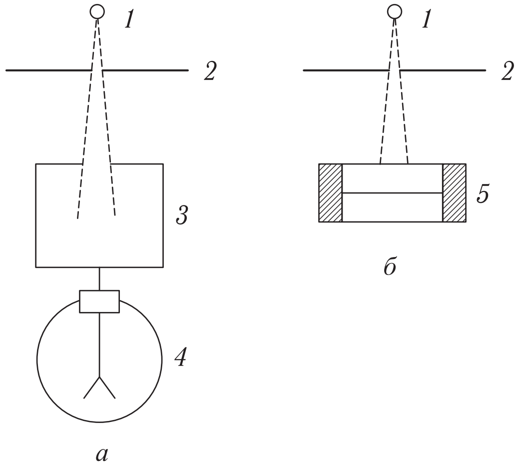


Рис. 386. Схема опыта по измерению заряда α- и β-частиц: *а*) Измерение заряда, переносимого пучком частиц; *б*) счет числа проходящих частиц. *1* — радиоактивный источник, *2* — диафрагма, *3* — собирающий цилиндр, *4* — электрометр, *5* — счетчик частиц

рое соотношение между ними. Другое такое соотношение может быть получено, если произвести дополнительный опыт по отклонению частицы в электрическом поле. Располагая двумя соотношениями, связывающими массу и скорость частицы, нетрудно определить каждую из этих величин в отдельности.

Опыт по одновременному определению массы и скорости заряженных частиц может быть поставлен следующим образом (рис. 387). Пучок частиц от радиоактивного источника *1* попадает в узкий зазор между пластинами конденсатора *3*, изогнутыми по дуге окружности радиуса ρ. Сквозь зазор, в котором действует электрическое поле E, пройдут только те частицы, масса и скорость которых таковы, что под действием этого поля их траектория будет окружностью радиуса ρ. Для этих частиц необходимое центростремительное ускорение v^2/ρ создает электрическая сила qE. Таким образом,

$$mv^2/\rho = qE. \qquad (214.1)$$

Из конденсатора частицы через щель *4* попадают в однородное магнитное поле B, линии которого перпендикулярны к плоскости чертежа. Описав в магнитном поле полуокружность, частицы попадают на фотопластинку *5* в точке D. После проявления место попадания ча-

стиц обнаруживается в виде темной полоски. Измеряя расстояние AD, находят радиус траектории частицы в магнитном поле. Этот радиус r связан со скоростью и массой частицы соотношением (198.1)

$$r = mv/qB.$$

Решая это уравнение и (214.1) относительно v и m, нетрудно получить

$$v = \frac{\rho E}{rB}, \quad m = \frac{qr^2 B^2}{\rho E}.$$

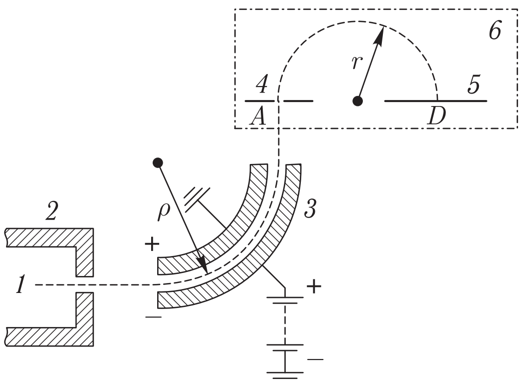


Рис. 387. Схема одновременного измерения скорости и массы заряженных частиц: *1* — радиоактивный препарат; *2* — экран со щелью; *3* — конденсатор; *4* — диафрагма со щелью; *5* — фотопластинка; *6* — полюс магнита. Весь прибор помещен в эвакуированный сосуд, не указанный на рисунке

Измерения, принцип которых указан выше, приводят к следующим результатам. Масса β-частицы совпадает с массой электрона [1]). Заряд β-частицы также совпадает с зарядом электрона. Мы приходим к выводу, что *β-частицы есть не что иное, как быстрые электроны*, вылетающие из атомов радиоактивного вещества. Скорости β-частиц огромны и доходят до 0,99 скорости света. Соответственно энергия β-частиц доходит до нескольких мегаэлектронвольт.

[1]) Более точно результат опыта по измерению массы β-частиц следует сформулировать так: электрон и β-частица р а в н о й с к о р о с т и обладают равной массой или: м а с с ы п о к о я электрона и β-частицы равны. В случае α-частиц эта оговорка несущественна, так как скорость α-частиц мала по сравнению со скоростью света и измеряемая в опыте масса практически равна массе покоя α-частицы.

Масса α-частиц оказывается равной 4 а. е. м. Массой 4 а. е. м. и зарядом $+2e$ обладает ядро атома г е л и я.

Если α-частицы представляют собой ядра гелия, то замедлившиеся α-частицы должны присоединять к себе электроны и образовывать атомы гелия. Такое явление наблюдал Резерфорд. Он заключил радиоактивное вещество в стеклянную ампулу со стенками настолько тонкими, что все испускавшиеся препаратом α-частицы выходили наружу. Ампула была помещена в толстый сосуд большего объема. Через несколько дней при помощи спектрального анализа было обнаружено во внешнем сосуде присутствие гелия.

Опыт Резерфорда неопровержимо доказал, что *α-частицы являются быстродвижущимися ядрами гелия*. Скорости α-частиц значительно меньше скоростей β-частиц и лежат в пределах 10 000–20 000 км/с. Кинетическая энергия α-частиц велика: 4–10 МэВ.

В результате столкновений с атомами среды энергия радиоактивного излучения превращается в конечном счете в тепло. Тепловое действие радиоактивного излучения легко обнаруживается калориметрическими опытами.

§ 215. Радиоактивный распад и радиоактивные превращения. Изучение радиоактивности убеждает нас в том, что *радиоактивные излучения испускаются атомными ядрами радиоактивных элементов*. Это очевидно в отношении α-частиц, так как в электронной оболочке их просто нет. Ядерное происхождение β-частиц доказывается химическими опытами. Если β-частицы испускаются ядрами, то β-радиоактивность должна приводить к изменению химической природы атома. В самом деле, β-электрон уносит из я д р а единицу отрицательного заряда, т. е. увеличивает положительный заряд ядра на единицу. Ядро будет удерживать вокруг себя уже не Z, а $Z+1$ электронов; радиоактивный атом превратится в атом следующего по порядку элемента периодической системы. И действительно, химические исследования обнаружили, что в веществах, испускающих β-излучение, накапливаются атомы элемента с порядковым номером, на одну единицу превышающим порядковый номер β-излучателя.

Испускание α-частиц также изменяет заряд ядра и потому также должно приводить к изменению химической природы радиоактивного атома. Это предсказание полностью подтверждается опытами.

Итак, испуская α- и β-излучение, атомы радиоактивного элемента и з м е н я ю т с я, превращаясь в атомы н о в о г о элемента.

В этом смысле испускание радиоактивных излучений называют *радиоактивным распадом*. Различают α-распад — испускание α-частиц, и β-распад — испускание β-частиц [1]).

Так как α-частица уносит положительный заряд в две единицы и массу в четыре единицы, то в результате α-распада радиоактивный элемент превращается в другой элемент, порядковый номер которого на две единицы меньше, а массовое число [2]) на четыре единицы меньше. Масса β-частицы ничтожно мала по сравнению с атомной единицей массы; поэтому испускание β-частицы не изменяет массового числа ядра. Следовательно, в результате β-распада радиоактивный элемент превращается в элемент с порядковым номером, на единицу бо́льшим и с тем же массовым числом.

Эти правила, указывающие смещение элемента в периодической системе, вызванное распадом, называются *правилами смещения*.

Радиоактивный распад вызывает непрерывное уменьшение числа атомов радиоактивного элемента. В случае урана, тория и радия скорость распада настолько мала, что уменьшение числа атомов этих элементов неощутимо даже за промежуток времени в несколько лет. Существует, однако, большое число быстрораспадающихся радиоактивных элементов. Рассмотрим, например, β-радиоактивный изотоп висмута с массовым числом 210, так называемый RaE (радий E). RaE выделяется из радия, в котором присутствует в крайне малых количествах. Ничтожные по массе количества RaE легко обнаруживаются по интенсивному β-излучению. Измеряя периодически с помощью газоразрядного счетчика число β-частиц, испускаемых препаратом RaE в единицу времени, мы обнаружим, что это число постепенно уменьшается. График спадания активности [3]) со временем приведен на рис. 388.

Как видно из графика, по истечении 5 суток активность RaE равна 1/2 начальной, через 10 суток — 1/4 начальной, через 15 суток — 1/8 начальной и т. д. За каждые 5 суток активность

[1]) При детальном изучении β-распада выяснилось, что в этом процессе вместе с β-частицами излучается очень легкая нейтральная частица *нейтрино* (см. § 231). В опытах, иллюстрируемых рис. 377, нейтрино ускользает от наблюдения, так как оно не обладает ни ионизационным, ни фотографическим действием.

[2]) Напомним, что массовое число атома или ядра — это атомная масса, округленная до целого числа.

[3]) *Активностью* радиоактивного препарата называется число частиц, испускаемых препаратом в единицу времени.

уменьшается вдвое. Но для того, чтобы уменьшить активность вдвое, достаточно разделить препарат пополам. Следовательно, число атомов RaE уменьшается вдвое за каждые 5 суток.

Интервал времени, в течение которого распадается половина атомов радиоактивного вещества, носит название *периода полураспада*. Таким образом, вещество, распад которого изображен на рис. 388, имеет период полураспада 5 суток. Пусть в начальный момент ($t = 0$) число атомов радиоактивного вещества равно N_0. Период полураспада этого вещества обозначим T. По истечении n периодов полураспада, т. е. в момент $t = nT$, число нераспавшихся атомов равно, очевидно,

$$N = N_0 \cdot 2^{-n}.$$

Подставляя $n = t/T$, получим

$$N = N_0 \cdot 2^{-t/T}. \qquad (215.1)$$

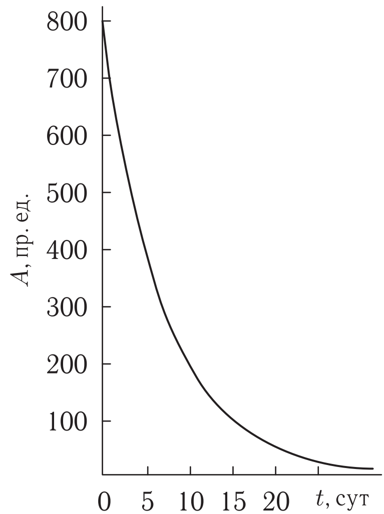


Рис. 388. График спадания активности A радиоактивного вещества RaE со временем

Наш вывод соотношения (215.1) проведен для промежутков времени t, кратных периоду полураспада (т. е. для целых n); можно доказать, однако, что оно справедливо и для любых t. Соотношение (215.1), дающее зависимость числа нераспавшихся радиоактивных атомов от времени, называется *законом радиоактивного распада*.

Период полураспада является одной из основных характеристик радиоактивного вещества. Многочисленные опыты показали, что период полураспада радиоактивного вещества есть строго постоянная величина, которая не может быть изменена такими воздействиями (в доступных нам пределах), как охлаждение, нагрев, давление, магнитное поле, силы химического сродства и др. Независимость периода полураспада от внешних условий не должна быть для нас удивительной. Радиоактивный распад есть свойство атомных ядер, а для изменения атомного ядра энергия обычных земных воздействий недостаточна (§ 208).

Измерение периода полураспада короткоживущих ядер сводится к определению промежутка времени, в течение

которого интенсивность излучения спадает вдвое. Период полураспада долгоживущих ядер можно вычислить, измерив число атомов, распадающихся в единицу времени (равное числу испускаемых за это время частиц), и зная полное число атомов в образце. Действительно, доля числа атомов, распадающаяся за некоторое время, зависит от периода полураспада. Чем меньше период полураспада, тем быстрее распад и тем бо́льшая доля атомов распадается за то же время.

Измерения такого рода дают для периода полураспада радия величину 1600 лет. Естественно, что за промежутки времени порядка года убыль радия настолько мала, что изменение его активности практически незаметно.

Из геологии известно, что возраст минералов измеряется миллионами лет. За промежутки времени геологического масштаба распад радия должен был бы привести к его полному исчезновению. Очевидно, в природе *наряду с распадом происходит образование новых атомов радия*. Тот факт, что радий всегда содержится в урановых и только в урановых рудах, наводит на мысль, что источником новых атомов радия служит радиоактивный распад урана.

Уран является α-радиоактивным веществом, т. е. испускает α-частицы. Период полураспада урана (точнее, основного изотопа урана с атомной массой 238), измеренный по α-активности, составляет 4,5 миллиарда ($4{,}5 \cdot 10^9$) лет. Даже по геологической шкале времени распад урана происходит весьма медленно.

α-распад ядра ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$ [1]) приводит, согласно правилам смещения, к образованию ядра с зарядом $92 - 2 = 90$ и массовым числом $238 - 4 = 234$, т. е. изотопа тория ${}^{234}_{90}\mathrm{Th}$. Этот изотоп тория, называемый иначе $\mathrm{UX_1}$ (уран-икс-один), также оказывается радиоактивным веществом, испускающим β-частицы. Продуктом β-распада ${}^{234}_{90}\mathrm{Th}$ оказывается ${}^{234}_{91}\mathrm{Pa}$ — изотоп элемента протактиния с атомной массой 234, называемый иначе $\mathrm{UX_2}$. Этот изотоп опять-таки радиоактивен и т. д. Цепочка последовательных продуктов распада урана, так называемое *радиоактивное семейство урана*, изображена на рис. 389. Только после 14 следующих друг за другом распадов атом урана превращается в нерадиоактивный или, как говорят, стабильный изотоп свинца ${}^{206}_{82}\mathrm{Pb}$.

---

[1]) Напомним, что числа, сопровождающие химический символ элемента, означают: нижнее число — порядковый номер, верхнее число — массовое число рассматриваемого изотопа.

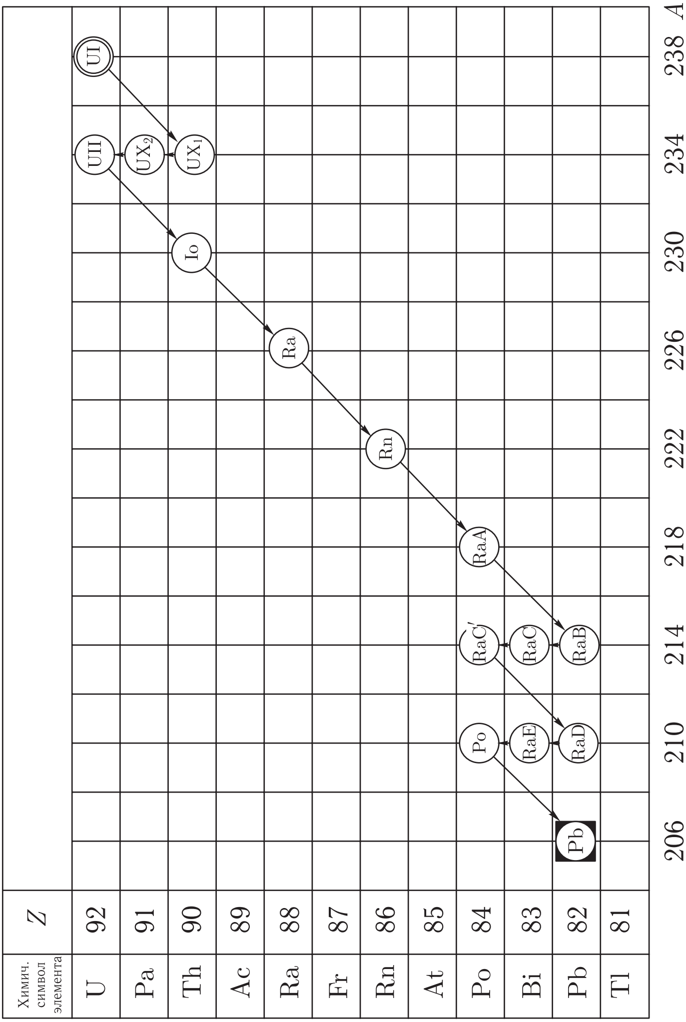


Рис. 389. Радиоактивное семейство урана: A — массовое число ядра, Z — порядковый номер, ◯ — радиоактивные изотопы, ⬛ — устойчивый изотоп, наклонные стрелки — α-распад, вертикальные стрелки — β-распад

Распад урана приводит в конечном счете к накоплению свинца. И действительно, урановые руды всегда содержат свинец. В урановых рудах накапливаются, конечно, и все промежуточные продукты цепи распада урана. Радий является пятым продуктом в этой цепи. RaE, о котором шла речь выше, — седьмой продукт в цепи распада радия. Первым потомком радия является Rn — радиоактивный инертный газ радон (называемый иногда *эманацией* радия).

Накопление радиоактивных продуктов превращения ограничивается их распадом. Чем меньше период полураспада вещества, тем быстрее оно распадается и тем меньше его содержание в материнском веществе (уране или радии).

Всякое радиоактивное превращение связано, как мы знаем, с испусканием либо α-, либо β-частицы. Некоторые превращения сопровождаются еще и γ-излучением. Сюда относится, например, превращение RaC в RaC$'$ (рис. 389).

Помимо семейства урана, в природе существуют еще два радиоактивных семейства. Родоначальником одного из них является торий, родоначальником другого — редкий изотоп урана $^{235}_{92}$U.

§ 216. Применения радиоактивности 1. *Биологические действия.* Радиоактивные излучения гибельно действуют на живые клетки. Механизм этого действия связан с ионизацией атомов и разложением молекул внутри клеток при прохождении быстрых заряженных частиц. Особенно чувствительны к воздействию излучений клетки, находящиеся в состоянии быстрого роста и размножения. Это обстоятельство используется для лечения раковых опухолей.

Для целей терапии употребляют радиоактивные препараты, испускающие γ-излучение, так как последние без заметного ослабления проникают внутрь организма. При не слишком больших дозах облучения раковые клетки гибнут, тогда как организму больного не причиняется существенного ущерба. Следует отметить, что радиотерапия рака, так же как и рентгенотерапия, отнюдь не является универсальным средством, всегда приводящим к излечению.

Чрезмерно большие дозы радиоактивных излучений вызывают тяжелые заболевания животных и человека (так называемая лучевая болезнь) и могут привести к смерти. В очень малых дозах радиоактивные излучения, главным образом α-излучение, оказывают, напротив, стимулирующее действие на организм. С этим связан целебный эффект радиоактивных минеральных вод, содержащих небольшие количества радия или радона.

2. *Светящиеся составы.* Люминесцирующие вещества светятся под действием радиоактивных излучений (ср. § 213). Прибавляя к люминесцирующему веществу (например, сернистому цинку) очень небольшое количество соли радия, приготовляют постоянно светящиеся краски. Эти краски, будучи нанесены на циферблаты и стрелки

часов, прицельные приспособления и т. п., делают их видимыми в темноте.

3. *Определение возраста Земли.* Атомная масса обыкновенного свинца, добываемого из руд, не содержащих радиоактивных элементов, составляет 207,2. Как видно из рис. 389, атомная масса свинца, образующегося в результате распада урана, равна 206. Атомная масса свинца, содержащегося в некоторых урановых минералах, оказывается очень близкой к 206. Отсюда следует, что эти минералы в момент образования (кристаллизации из расплава или раствора) не содержали свинца; весь наличный в таких минералах свинец накопился в результате распада урана. Используя закон радиоактивного распада, можно по отношению количеств свинца и урана в минерале определить его возраст (см. упражнение 32 в конце главы).

Определенный таким методом возраст минералов различного происхождения, содержащих уран, измеряется сотнями миллионов лет. Возраст древнейших минералов превышает 1,5 миллиарда лет.

Возрастом Земли принято считать время, прошедшее с момента образования твердой земной коры. По многим измерениям, основанным на радиоактивности урана, а также тория и калия, возраст Земли превышает 4 миллиарда лет.

§ 217. Ускорители. Пучки быстрых α-частиц, даваемые радиоактивными препаратами, оказались незаменимым средством зондирования атомов (§ 203). Пожалуй, еще бóльшую роль сыграли пучки быстрых частиц в изучении атомных ядер (гл. XXIV). Однако для исследования атомных ядер понадобились заряженные частицы более быстрые, в большем числе и в большем ассортименте (не только α-частицы и электроны, но также протоны, дейтроны [1]) и ядра всех химических элементов), чем могут дать радиоактивные препараты. Для удовлетворения этой потребности были разработаны различные типы так называемых *ускорителей* — приборов для искусственного ускорения заряженных частиц до больших энергий.

История ускорителей ведет начало с 1932 г., когда сотрудники Резерфорда — английский физик Джон Кокрофт (1897–1967) и ирландский физик Эрнест Уолтон (р. 1903) — построили установку для получения протонов с энергией до полумиллиона электронвольт. За истекшие годы техника ускорителей достигла большого развития: в настоящее время существуют приборы, сообщающие частицам энергию в сотни миллиардов электронвольт.

Чтобы сообщить заряженной частице энергию, достаточно заставить ее пройти ускоряющую разность потенциалов. Увели-

[1]) Дейтронами называют ядра тяжелого водорода (дейтерия).

чивая эту разность потенциалов, мы увеличим энергию частицы. Нельзя, однако, идти по этому пути очень далеко из-за опасности пробоя изоляции при высоком напряжении. Практическим пределом является напряжение 5–8 МВ (мегавольт). Напряжения такого порядка получаются с помощью электростатических генераторов (см. том II, § 31).

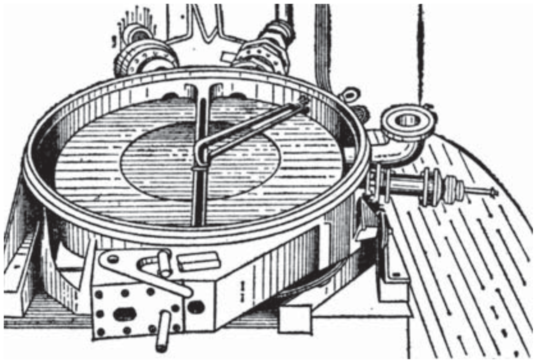


Рис. 390. Общий вид вакуумной камеры циклотрона

Чтобы преодолеть этот предел, поскольку разность потенциалов свыше 8 МВ осуществить невозможно, остается ускорять частицы одной и той же разностью потенциалов *многократно*. Идея многократного ускорения заряженной частицы сравнительно небольшой разностью потенциалов и лежит в основе большинства современных ускорителей. Примером осуществления этой идеи служит так называемый *циклотрон*, предложенный в 1936 г. американским физиком Эрнестом Лоуренсом (1901–1958). Принцип действия циклотрона состоит в следующем. Два полых электрода (называемых *дуантами*) монтируются в непрерывно откачиваемой до высокого вакуума камере и помещаются между полюсами сильного магнита (рис. 390–392). К дуантам прикладывается быстропеременная разность потенциалов. В центре камеры между дуантами устанавливается источник ионов (например, газовый разряд в атмосфере водорода) (рис. 392). В те полупериоды переменного тока, когда электрическое поле направлено от дуанта *1* к дуанту *2*, из щели источника 3 вытягиваются положительные ионы. Проходя промежуток между дуантами, ионы приобретают некоторую энергию, зависящую от разности потенциалов между дуантами. В поле магнита ионы движутся по окружности (§ 198). Замечательной особенностью движения в однородном магнитном поле

является независимость времени обращения от скорости частицы, так как с увеличением скорости частицы увеличивается и радиус круговой траектории частицы. Действительно, согласно (198.1) радиус окружности, описываемой частицей в поле B, $r = mv/qB$.

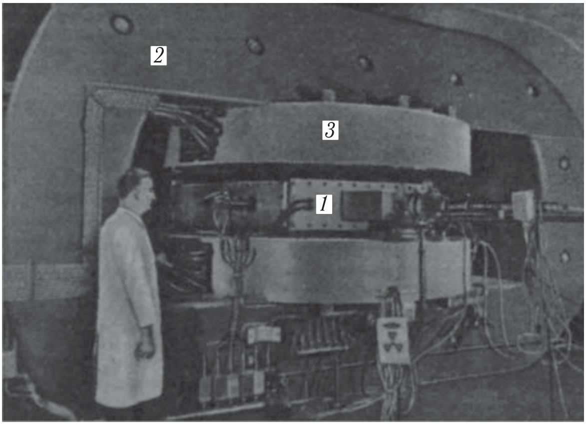


Рис. 391. Общий вид циклотрона, ускоряющего протоны до энергии 25 МэВ; *1* — вакуумная камера, *2* — ярмо электромагнита, *3* — полюсы электромагнита с надетыми на них намагничивающими обмотками

Отсюда время одного оборота равно

$$\tau = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{v}\frac{mv}{qB} = \frac{2\pi m}{qB},$$

т. е. при постоянных m, q и B время τ не зависит от v, а значит, и от энергии частицы.

Пусть период переменной разности потенциалов, приложенной к дуантам, в точности равен времени обращения τ. В этом случае, когда ион, описав полуоборот в дуанте *2* (рис. 392), подойдет во второй раз к зазору между дуантами, электрическое поле в зазоре будет направлено уже от *2* к *1*, т. е. по направлению движения иона. Следовательно, пройдя зазор, ион удвоит свою энергию. Описав теперь полуоборот в дуанте *1*, ион встретит в зазоре поле, направленное снова от *1* к *2*, и еще увеличит свою энергию и т. д.

По мере увеличения скорости иона радиус его траектории возрастает согласно (198.1). Траектория иона в циклотроне напоминает поэтому раскручивающуюся спираль. Нетрудно, используя (198.1), рассчитать энергию ионов, оказавшихся в результате

ускорения на расстоянии R от источника:

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{q^2B^2R^2}{2m}.$$

Из-за явления магнитного насыщения железа (см. том II, § 150) магнитная индукция поля в циклотроне не может превысить 1,5 Тл. Поэтому для увеличения энергии частиц приходится

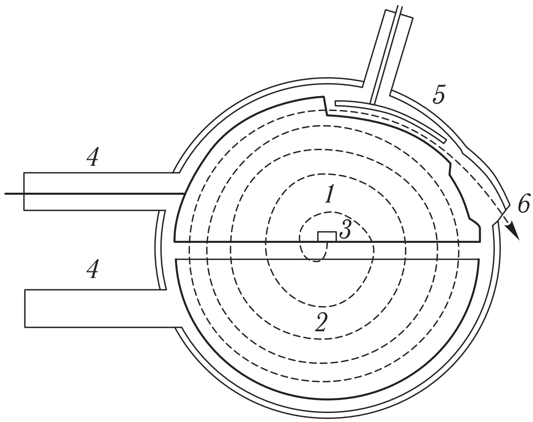


Рис. 392. Схема камеры циклотрона: *1*, *2* — дуанты. Дуанты представляют собой нечто вроде половинок очень плоской консервной банки, разрезанной по диаметру; *3* — источник ионов, *4* — вводы переменного напряжения на дуанты, *5* — пластина, заряженная отрицательно и служащая для отклонения ускоренных ионов в окно *6*, через которое ускоренный пучок выводится наружу. Штриховая спираль — траектория иона

увеличивать радиус полюсов магнита. Так, в циклотроне, дающем пучок протонов с энергией около 400 МэВ, диаметр полюсов магнита равен 4,5 м.

Когда кинетическая энергия ускоряемой частицы становится не малой по сравнению с энергией покоя частицы m_0c^2, начинает сказываться зависимость массы частицы от ее энергии. По мере ускорения масса частицы растет, а с ней растет период обращения τ. Период обращения становится больше периода ускоряющего переменного напряжения, в результате чего частица выпадает из такта и перестает ускоряться. Некоторое время считалось, что рост массы со скоростью ограничивает предельную энергию частиц, ускоряемых в циклотроне, величиной 100 МэВ. Советский физик Владимир Иосифович Векслер (1907–1966) открыл в 1944 г. важное усовершенствование принципа действия

циклотрона, позволившее обойти трудность с непостоянством массы частицы. Это открытие сделало возможным получение частиц, ускоренных до энергий в миллиарды электронвольт. На рис. 393 приведена фотография участка кольцевого зала

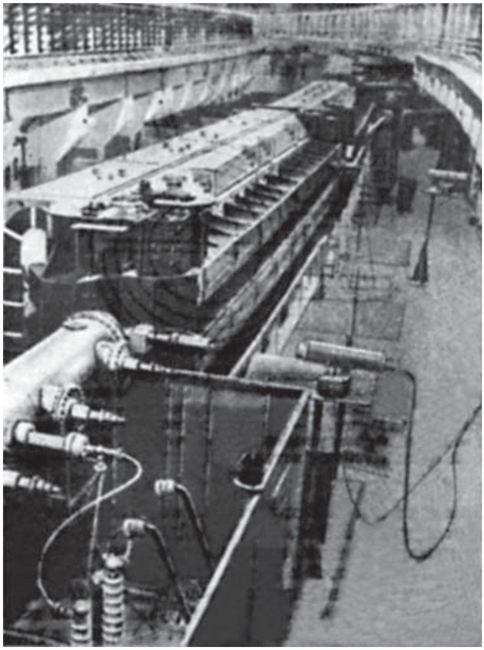


Рис. 393. Вид участка кольцевого зала серпуховского ускорителя на 76 ГэВ: диаметр орбиты 472 м, масса железа в магните 20 000 т

ускорителя, ускоряющего протоны до энергии 76 миллиардов электронвольт.

22. Емкость нити счетчика и присоединенных к ней тел равна 10 пФ (1 пФ = 10^{-12} Ф). Сколько пар ионов образуется при разряде в счетчике, если электрометр (рис. 383) показывает 10 В? (Утечкой заряда через большое сопротивление R за время разряда и отброса электрометра можно пренебречь.)

23. Скорость α-частицы в среднем в 15 раз меньше скорости β-частицы. Объясните, почему α-частицы слабее отклоняются магнитным полем. (Сравните радиусы траекторий α- и β-частицы в одном и том же магнитном поле.)

24. α-частица с энергией 5 МэВ создает в воздухе около 150 000 пар ионов. Найдите ионизационный ток, создаваемый препаратом, испускающим 100 α-частиц в 1 с. (Все ионы собираются на электроды.)

25. Почему при измерениях ионизационного тока с помощью электрометра (рис. 368) употребляют очень большие сопротивления R (10^8–10^{12} Ом)?

26. Емкость электрометра в установке, изображенной на рис. 386, равна 10 пФ (10^{-11} Ф). В собирающий цилиндр попадает 100 000 электронов в 1 с. Через сколько времени электрометр отклонится на одно деление, если цена деления равна 0,1 В?

27. Определите напряженность электрического и индукцию магнитного полей в приборе, изображенном на рис. 387, при которых частица с энергией 100 кэВ движется в том и другом поле по окружности радиуса 20 см. Вычисления проделайте для α-частицы и для β-частицы.

28. 1 г радия испускает $3{,}7 \cdot 10^{10}$ α-частиц в 1 с. Сколько электронов в 1 с испускает RaE, накопившийся за длительное время в 1 г радия?

29. Сколько α-частиц испускает в 1 с 1 г радия вместе со своими продуктами распада? (См. упражнение 27.)

30. Вычислите объем гелия (при нормальных условиях), накопившийся за месяц в результате распада 1 г радия с потомками.

31. Считая энергию α-частицы равной в среднем 5 МэВ, а энергию β-частицы равной в среднем 0,5 МэВ, найдите количество теплоты, выделяемой в 1 мин 1 г радия с потомками (см. упражнение 27). До какой температуры нагреется препарат за минуту, если теплоемкость его равна 4,18 Дж/К? (Выходом β-частиц за пределы препарата, а также теплоотдачей последнего пренебречь.)

32. Период полураспада полония ^{210}Po — 140 дней. Испуская α-частицу, полоний превращается в стабильный свинец. Найдите, сколько свинца выделит за 100 дней 1 мг полония.

33. Определите возраст минерала, в котором на один атом урана приходится: а) один атом свинца; б) 0,2 атома свинца.

34. Найдите период τ переменного напряжения, ускоряющего протоны в циклотроне. Магнитная индукция поля равна 1,5 Тл.

35. Протоны выпускаются из циклотрона, достигнув радиуса $R = 100$ см. Какова их энергия, если $B = 1{,}5$ Тл. Сколько оборотов в единицу времени делает протон, испущенный ионным источником в момент, когда разность потенциалов между дуантами составляет 100 кВ?

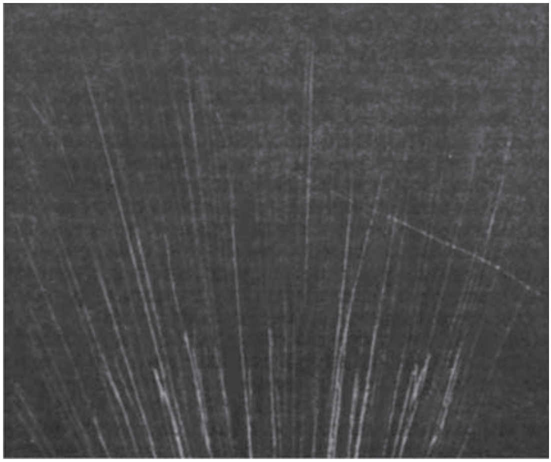
Глава XXIV. **АТОМНЫЕ ЯДРА И ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГИЯ**

§ 218. Понятие о ядерных реакциях. В предыдущей главе мы познакомились с кругом явлений радиоактивности. Мы убедились, что атомные ядра радиоактивных элементов неустойчивы, т.е. с течением времени они распадаются, испуская α- или β-частицы и превращаясь в ядра других элементов. Эти факты доказывают, что *атомные ядра*, несмотря на свои ничтожные размеры, *являются сложными частицами, построенными из других, более простых частиц*. Как было уже отмечено, радиоактивность не только свидетельствует о сложном строении атомных ядер, но также и дает средства для изучения этого строения.

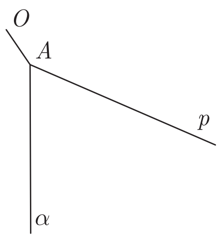
Одним из таких средств являются быстрые α-частицы, способные проникать внутрь легких ядер и расщеплять их на части. Расщепление атомного ядра под действием α-частиц впервые наблюдал Резерфорд (в 1919 г.). Продолжая опыты, описанные в § 203, он заметил, что при облучении α-частицами азота, бора и других элементов возникают новые частицы, также создающие сцинтилляции, но отличающиеся от α-частиц большей проникающей способностью. С помощью магнитного отклонения и других методов удалось установить заряд и массу, а тем самым природу этих частиц. Они оказались быстродвижущимися ядрами атомов водорода. (Напомним, что ядро водородного атома, или, как его называют, *протон*, обладает массой, очень близкой к 1 а. е. м., и зарядом $+e$.)

Процесс испускания протонов был изучен с помощью камеры Вильсона. Внутрь камеры Вильсона, заполненной азотом, помещался α-радиоактивный препарат. Периодически производилось расширение камеры и фотографирование получающейся картины. На снимках наблюдался веер следов α-частиц, исходящих из препарата (рис. 394, *а*). В подавляющем большинстве следы прямолинейны. В некоторых случаях, однако, след α-частицы на некотором расстоянии от конца пробега образует «*вилку*» (схема на рис. 394, *б*) — разветвляется на два нерав-

ных следа, из которых длинный (p) тоньше, а короткий (O) жирнее следа α-частицы. Образование такой «вилки» нельзя объяснить иначе, как результатом соударения α-частицы с ядром атома азота.



а



б

Рис. 394. Расщепление ядра азота α-частицей в камере Вильсона: *а*) фотография следов в камере; *б*) схема следов «вилки»; α — след α-частицы, столкнувшейся в точке A с ядром азота, p и O — следы продуктов расщепления — протона и ядра кислорода

Опираясь на наблюдения Резерфорда, мы должны приписать один из следов «вилки» протону. Ввиду меньшего заряда протон действует на атомные электроны с меньшей силой, чем α-частица. Поэтому протон производит меньшую ионизацию на единице пути и образует в камере Вильсона более тонкий след. Более жирный след принадлежит частице, ионизующей сильнее α-частицы и обладающей, следовательно, бо́льшим зарядом.

Природу этой частицы можно установить, используя законы сохранения заряда и массы. До соударения мы имели две частицы: 1) α-частицу (т. е. ядро атома гелия) с зарядом $+2$ единицы и массой 4 единицы и 2) ядро атома азота с зарядом $+7$ единиц и массой 14 единиц. Суммарный заряд равен $+9$ единиц, суммарная масса 18 единиц. После соударения также имеются две частицы, одна из которых является протоном (т. е. ядром атома водорода) с зарядом $+1$ и массой 1. На долю второй частицы остается заряд $+8$ и масса 17.

Восьмым элементом периодической системы является кислород. Таким образом, рассматриваемая «вилка» указывает на явление превращения ядер азота и гелия в ядра кислорода и водорода.

Вслед за открытием Резерфорда были найдены и другие подобные процессы, в которых происходит превращение ядер (а следовательно, и атомов) одних элементов в ядра (атомы) других элементов. Такие процессы получили название *ядерных реакций*.

Символически ядерная реакция *азот + гелий = кислород + водород* записывается следующим образом:

$$ {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}. \qquad (218.1)$$

При такой записи реакции верхняя строка цифр представляет запись условия сохранения массы $(14 + 4 = 17 + 1)$, а нижняя — условия сохранения заряда $(7 + 2 = 8 + 1)$.

§ 219. Ядерные реакции и превращение элементов. Изучению ядерных реакций очень способствовало изобретение приборов для сообщения высокой энергии заряженным частицам — *ускорителей* (см. § 217). Ускорители создают интенсивные пучки заряженных частиц, ускоренных до энергий, не только равных, но и во много раз превосходящих энергии частиц радиоактивных излучений.

Оказалось, что искусственно ускоренные быстрые протоны, дейтроны (ядра тяжелого водорода), ядра гелия и ядра других, более тяжелых элементов способны производить разнообразные ядерные расщепления, аналогичные рассмотренной реакции α-частиц радиоактивного препарата с азотом [1]). Быстрые электроны и рентгеновские фотоны (полученные торможением

[1]) Вызывать ядерные реакции могут ядра и более тяжелые, чем α-частицы, если их энергия достаточна для преодоления сил электростатического отталкивания. В настоящее время большой интерес привлекают ядерные реакции, вызываемые релятивистскими тяжелыми ионами.

электронов, ускоренных до энергий 10 МэВ и выше), также вызывают ядерные реакции. Однако по эффективности, с которой они производят расщепления, фотоны, а в особенности электроны, уступают тяжелым частицам (протонам, дейтронам и другим ускоренным ядрам).

В настоящее время известно множество различных ядерных реакций; с некоторыми из них мы познакомимся в дальнейшем.

Особенно существенным было обнаружение среди продуктов ядерных реакций незаряженных (нейтральных) частиц с массой, равной массе протона (т.е. приблизительно 1 а. е. м.). На свойствах этих частиц, названных *нейтронами*, мы остановимся подробнее в следующем параграфе.

Открытие ядерных реакций имело принципиальное значение: впервые была доказана возможность искусственного превращения элементов. Правда, на первых порах удавалось превратить лишь ничтожное количество вещества. Это происходит потому, что число быстрых частиц, даваемых ускорителями или радиоактивными препаратами, сравнительно мало (см. упражнение 38 в конце главы), и, кроме того, только малая доля этих частиц производит ядерные реакции. Например, одно ядерное превращение приходится на сто тысяч–миллион бомбардирующих α-частиц.

Причину такого малого числа ядерных реакций нетрудно понять. Чтобы проникнуть внутрь атомного ядра, налетающая заряженная частица должна преодолеть огромные силы электростатического отталкивания, ибо и частица, и бомбардируемое ядро обладают положительным зарядом. Поэтому ядерные превращения могут производить только достаточно быстрые частицы, способные преодолеть электростатическое отталкивание. Но, двигаясь в веществе, быстрые частицы расходуют свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов. Очень скоро они полностью затормаживаются, захватывают электроны и превращаются в нейтральные атомы. Ввиду малых размеров ядер (см. § 203) лишь немногие частицы сталкиваются с ядром до того, как они растратят свою энергию. Только такие редкие случаи и приводят к ядерным расщеплениям.

Мы увидим в § 226, что в условиях, существующих на звездах, ядерные реакции, раз начавшись, продолжаются сами собой подобно тому, как огонь, охватывая новые и новые порции топлива, горит до тех пор, пока последнее не исчерпается. Подобные самоподдерживающиеся, или, как говорят, незатухающие, *цепные реакции* удается осуществить и в земных условиях (см. § 227).

В цепных ядерных реакциях превращение атомов осуществляется уже в больших масштабах, не уступающих зачастую масштабам, в которых происходит превращение молекул в химических реакциях.

§ 220. Свойства нейтронов. Испускание нейтронов было обнаружено впервые (в 1932 г.) при облучении бериллия α-частицами. Происходящая при этом ядерная реакция состоит в захвате α-частицы ядром бериллия, в результате чего образуется ядро углерода и испускается нейтрон. Уравнение реакции записывается так:

$$ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + n. \qquad (220.1)$$

Здесь символ n означает нейтрон. В дальнейшем было открыто много других ядерных реакций, в которых также выделяются нейтроны. Однако реакция α-частиц с бериллием по-прежнему применяется для получения нейтронов. До сего времени в качестве компактных источников нейтронов пользуются ампулами, заполненными смесью α-радиоактивного вещества с порошком бериллия.

Поместим такой источник нейтронов возле работающей камеры Вильсона, внутри которой укреплена пленка вещества, содержащего водород (например, парафина $C_{22}H_{46}$). На фотографии в камере мы увидим следы, исходящие из пленки и представляющие собой следы протонов, как об этом можно судить по характеру ионизации (см. схематический рис. 394). Все следы идут от пленки вперед, если смотреть из источника. Эти следы созданы протонами, выбитыми из пленки в результате ударов быстрых нейтронов, летящих из источника. Следов самих нейтронов, пересекших камеру, на снимках нет. Нейтроны, следовательно, не производят заметной ионизации, т. е. в отличие от заряженных частиц

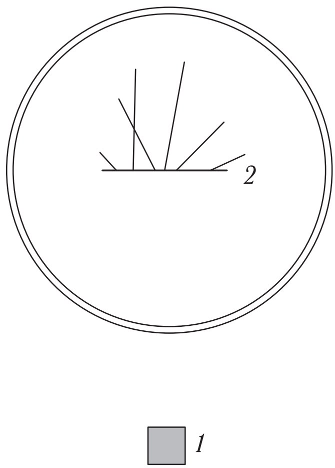


Рис. 395. Схема камеры Вильсона, облучаемой нейтронами: *1* — источник нейтронов (ампула, содержащая смесь α-радиоактивного вещества с бериллием), *2* — парафиновая пленка. Нейтроны выбивают из парафиновой пленки быстрые протоны, дающие в камере следы

практически не взаимодействуют с электронами. При прохождении через вещество нейтроны взаимодействуют только с атомными ядрами, но так как размеры ядер очень малы, то нейтроны сталкиваются с ними очень редко (см. упражнение 40 в конце главы). Этим объясняется способность нейтронов свободно проходить сквозь толстые (измеряемые сантиметрами) слои вещества (например, стенки источника и камеры в опыте, изображенном на рис. 395).

Как видно из рис. 395, наибольшую длину следа (а наибольшую энергию) имеют протоны, выбитые в направлении движения нейтронов, а не под заметным углом к нему. Эту особенность нетрудно понять, рассматривая столкновения нейтрона с протоном как удар упругих шаров равной массы. Ударяемый шар летит точно вперед только при лобовом ударе (рис. 396). Но в этом случае ударяющий шар останавливается, т.е. пе-

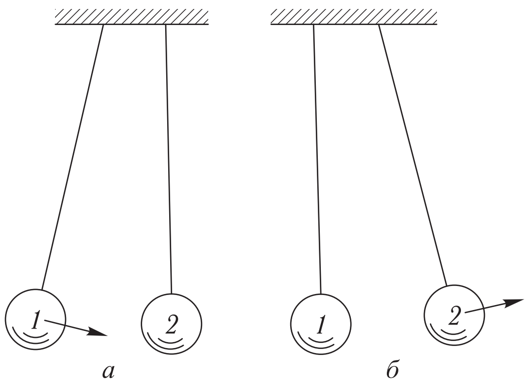


Рис. 396. Лобовой удар упругих шаров равной массы: *а*) до удара; *б*) после удара. Ударяющий шар останавливается, передавая свою скорость ударяемому

редает ударяемому шару всю свою энергию. Движению протона под углом к направлению начальной скорости нейтрона соответствует боковой удар (рис. 397). При боковом ударе ударяющий шар не останавливается, но изменяет направление движения, передавая второму шару лишь часть своей энергии.

При столкновении не равных по массе шаров передача энергии не столь велика, как при столкновении шаров равной массы, и тем меньше, чем больше различие в массах шаров. В самом деле, при ударе о тяжелый шар легкий шар отскакивает назад, сохраняя почти всю свою энергию. Тяжело-

му шару передается поэтому малая доля энергии легкого шара (см. упражнение 41 в конце главы).

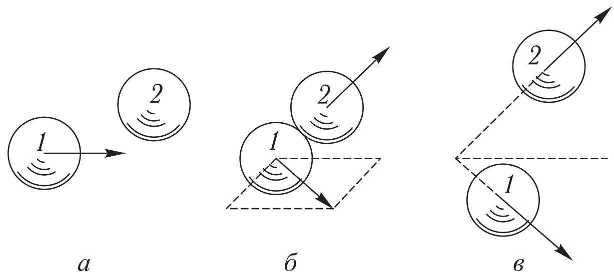


Рис. 397. Боковой удар упругих шаров равной массы: *а*) до удара; *б*) удар; *в*) после удара. Ударяемый шар летит под углом к начальному направлению движения ударяющего шара и воспринимает лишь часть энергии последнего

Аналогия с ударом шаров приводит к следующему выводу. *При соударениях с ядрами нейтроны теряют энергию, т. е. замедляются*. Замедляющее действие соударений тем больше, чем легче ядро, т. е. чем ближе масса ядра к массе нейтрона. Особенно сильное замедление происходит при соударениях нейтронов с равными им по массе протонами.

§ 221. Ядерные реакции под действием нейтронов. Столкновение быстрого нейтрона с ядром в большинстве случаев приводит к рассеянию нейтрона, т. е. к изменению направления его полета и передаче при этом ядру части энергии. Возможен, однако, и другой результат столкновения: нейтрон захватывается ядром, и благодаря этому происходит ядерная реакция. Примером ядерной реакции под действием нейтронов является расщепление бора:

$$ {}^{10}_{5}\mathrm{B} + n \to {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}. \qquad (221.1)$$

Ядро бора, захватывая нейтрон, расщепляется на ядра лития и гелия, разлетающиеся с большой скоростью.

Реакцию бора с нейтронами можно наблюдать, поместив в камеру Вильсона тонкий слой бора. Облучая камеру быстрыми нейтронами, мы увидим на снимках жирные следы ядер лития и гелия, выходящих во все стороны из слоя (рис. 398, *а*).

Окружим источник нейтронов веществом, содержащим много водорода, например парафиновой сферой диаметром 15–20 см. Теперь на пути в камеру нейтроны будут испытывать соударения

с ядрами углерода ($A = 12$) и, что особенно существенно, с протонами. При этом, как мы выяснили в предыдущем параграфе, нейтроны будут замедляться и попадут в камеру Вильсона с энергией, во много раз меньшей своей начальной энергии [1]. Действие парафина будет неожиданным: число следов на снимках, а значит число расщеплений ядер бора, многократно увеличится (рис. 398, *б*). Следовательно, *чем медленнее нейтроны, тем с большей эффективностью они захватываются ядрами и производят ядерные реакции.*

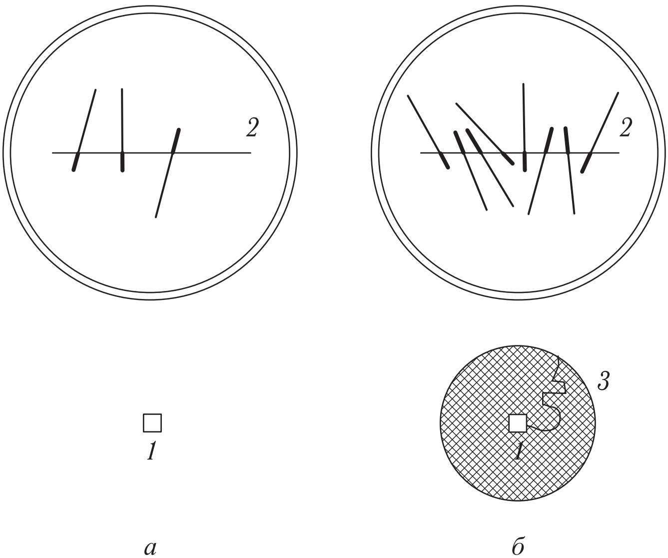


Рис. 398. Схема опыта по наблюдению расщепления бора быстрыми (*а*) и медленными (*б*) нейтронами: *1* — источник нейтронов, *2* — тонкая борная пленка в камере Вильсона, *3* — парафиновая сфера. Короткие жирные следы вызваны ядрами $^7_3$Li, более длинные — α-частицами. Штриховой линией указан путь одного из нейтронов в парафиновой сфере

Помимо скорости нейтрона, эффективность, с которой нейтроны захватываются веществом, зависит еще от рода атомов. Наблюдая прохождение медленных нейтронов через слой бора, обнаружим, что они почти полностью задерживаются слоем

[1] Источники испускают нейтроны с энергией, как правило, свыше 1 МэВ. Двигаясь в большой толще парафина, нейтроны замедляются настолько, что их энергия снижается до энергии теплового движения атомов среды (0,03–0,04 эВ).

бора толщиной в доли миллиметра. Подобные же опыты показывают, что, кроме бора, сильными поглотителями медленных нейтронов являются кадмий, литий, хлор, серебро и др. Напротив, такие вещества, как бериллий, тяжелая вода, углерод, висмут, поглощают медленные нейтроны крайне слабо.

Сильное поглощение ядрами медленных нейтронов объясняется отсутствием сил электрического отталкивания (так как нейтрон лишен заряда) и существованием сил притяжения между ядрами и нейтронами (см. § 225). Быстрый нейтрон пролетает мимо ядра за такой короткий промежуток времени, что силы притяжения не успевают отклонить его и втянуть в ядро. Чем медленнее движется нейтрон, тем большее время находится он под действием сил притяжения со стороны ядра и тем легче захватывается им. Захват ядрами является одной из причин, почему нейтроны не существуют длительно в свободном виде. Второй причиной является радиоактивность нейтрона. Опыты показывают, что свободный нейтрон с течением времени превращается в протон, испуская при этом электрон и нейтрино (см. § 230). Период полураспада нейтрона — около 15 мин.

§ 222. Искусственная радиоактивность. Исследуя ядерные расщепления, французские физики Фредерик Жолио-Кюри (1900–1958) и Ирен Кюри (1897–1955) обнаружили (в 1934 г.), что во многих случаях продукты расщеплений радиоактивны. Радиоактивные вещества, образующиеся в результате ядерных реакций, получили название *искусственно-радиоактивных* в отличие от *естественно-радиоактивных* веществ, встречающихся в природных минералах (см. § 211).

Искусственно-радиоактивные вещества могут получаться при весьма разнообразных ядерных реакциях. Примером может служить реакция захвата нейтронов серебром. Для проведения такой реакции достаточно поместить пластинку серебра поблизости от источника нейтронов, окруженного парафином. Как было указано в § 221, в парафине нейтроны замедляются, а медленные нейтроны легко захватываются ядрами и вызывают ядерную реакцию. Пластинка серебра не претерпевает под действием нейтронов никаких видимых изменений. Однако мы легко можем убедиться, что какие-то изменения произошли, если пластинку серебра, подвергавшуюся в течение нескольких минут облучению медленными нейтронами, поднесем к газоразрядному счетчику. Счетчик обнаружит, что пластинка стала радиоактивной, т.е. испускает излучение, регистрируемое счет-

чиком; можно убедиться, что испускаются электроны (β-излучение). При этом обнаруживается, что радиоактивность, приобретенная серебром, постепенно ослабевает, спадая вдвое за каждые 2,3 мин. Таким образом, в обычном серебре образовалось какое-то радиоактивное вещество, обладающее периодом полураспада в 2,3 мин. Вспомогательные эксперименты, равно как и теоретические соображения, показывают, что данная ядерная реакция происходит по схеме

$$ {}^{107}_{47}\mathrm{Ag} + n \to {}^{108}_{47}\mathrm{Ag} + \gamma \qquad (222.1) $$

(буква γ в правой части (222.1) показывает, что при этой реакции испускается γ-излучение). Образующиеся при этом атомы изотопа серебра $^{108}\mathrm{Ag}$ оказываются β-радиоактивными и распадаются, испуская электроны и нейтрино (символ ν) [1] и превращаясь в атомы устойчивого изотопа кадмия:

$$ {}^{108}_{47}\mathrm{Ag} \xrightarrow[T=2{,}3\ \text{мин}]{} {}^{108}_{48}\mathrm{Cd} + e^- + \nu $$

(подпись под стрелкой указывает, что период полураспада равен 2,3 мин). Радиоактивность изотопа $^{108}\mathrm{Ag}$ объясняет, почему в природном серебре, представляющем смесь изотопов с массовыми числами 107 и 109, не встречается изотоп с массовым числом 108: такой изотоп обладает малой продолжительностью жизни и распадается практически полностью вскоре после образования.

Искусственная радиоактивность — весьма распространенное явление: в настоящее время получено по нескольку искусственно-радиоактивных изотопов для каждого из элементов периодической системы. Общее число известных искусственно-радиоактивных изотопов превышает 1500, тогда как естественно-радиоактивных изотопов существует лишь около 40, а число устойчивых (нерадиоактивных) изотопов равно 260.

Все три типа излучений — α, β и γ, характерные для естественной радиоактивности, — испускаются также и искусственно-радиоактивными веществами [2]. Однако среди искусственно-радиоактивных веществ часто встречается еще иной тип распада, не свойственный естественно-радиоактивным элементам. Это — распад с испусканием *позитронов* — частиц, обладающих массой электрона, но несущих положительный

---

[1] См. примечание на с. 534.

[2] Испускание α-частиц наблюдается только у элементов, расположенных в конце периодической системы Менделеева.

заряд. По абсолютной величине заряды позитрона и электрона равны.

В качестве примера образования позитронно-активного вещества приведем реакцию, открытую Жолио-Кюри:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{30}_{15}\mathrm{P} + n.$$

При облучении алюминия α-частицами испускается нейтрон и образуется изотоп фосфора с массовым числом 30. Естественный фосфор содержит только один изотоп с массовым числом 31. Получаемый по приведенной реакции изотоп фосфора $^{30}_{15}\mathrm{P}$ является радиоактивным и распадается с испусканием позитронов (символ e^{+}) и нейтрино по схеме

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \xrightarrow[T=2{,}5\ \text{мин}]{} ^{30}_{14}\mathrm{Si} + e^{+} + \nu.$$

Период полураспада фосфора $^{30}_{15}\mathrm{P}$ равен 2,5 мин.; продуктом его распада является устойчивый изотоп кремния $^{30}_{14}\mathrm{Si}$.

§ 223. Позитрон. Первые указания на существование позитронов, т. е. легких частиц, отличающихся от электронов только знаком заряда, были получены с помощью камеры Вильсона в 1932 г. В камере, помещенной в магнитное поле, был замечен тонкий след, оставленный, несомненно, однозарядной очень легкой частицей, подобной электрону, но изогнутый в сторону, соответствующую положительному заряду (см. упражнение 45 в конце главы и рис. 413). В дальнейшем было установлено, что двумя главными процессами образования позитронов являются искусственная радиоактивность и взаимодействие γ-квантов большой энергии с атомными ядрами. Первый из этих процессов мы рассмотрели в предыдущем параграфе.

Для изучения второго процесса может быть использована камера Вильсона, установленная в магнитном поле и облучаемая узким пучком γ-излучения. На некоторых снимках на пути пучка γ-излучения наблюдаются своеобразные парные следы. Один такой след изображен на рис. 399.

При движении в газе заряженная частица теряет энергию на ионизацию атомов газа и ее скорость непрерывно уменьшается. Но чем меньше скорость частицы, тем сильнее магнитное поле искривляет ее траекторию (см. § 198). Внимательное рассмотрение следа показывает, что у каждой из его ветвей искривление возрастает при удалении от точки излома следа. Это доказывает, что мы имеем дело не с изломанным следом одной частицы, а со следами пары частиц, исходящих из одной

точки. По степени ионизации оба следа пары подобны следам электронов. Они заворачиваются магнитным полем в противоположные стороны, т. е. принадлежат противоположно заряженным

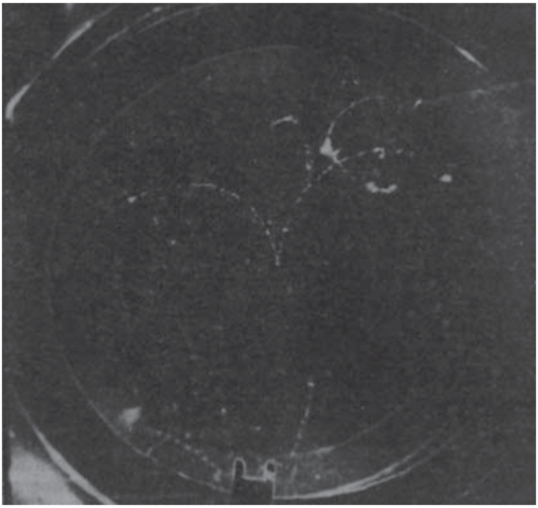


Рис. 399. Пара электрон–позитрон, образованная γ-квантом в камере Вильсона. Левый след принадлежит электрону, правый — позитрону

частицам. Из приведенной совокупности данных следует, что одна из этих частиц является электроном, а вторая — позитроном.

Итак, проходя через вещество (газ в камере Вильсона), γ-кванты образуют позитроны, и притом не в одиночку, а в паре с электронами. Это явление получило название *образования пар* электрон–позитрон. Теория указывает, что образование пары происходит в результате взаимодействия γ-кванта с электрическим полем одного из атомных ядер вещества; γ-квант при этом превращается в пару электрон–позитрон, а ядро остается без изменений.

Используя радиоактивные вещества в качестве интенсивных источников позитронов, удалось детально изучить свойства последних. В частности, было доказано, что масса позитрона в точности равна массе электрона, т. е. составляет примерно $1/2000$ массы протона.

Был обнаружен также и процесс, обратный образованию пар; оказалось, что электрон и позитрон, сблизившись под действием сил электрического притяжения, могут превратиться в два γ-кванта, которые разлетаются в противоположные сто-

роны (рис. 400). Процесс объединения электрона с позитроном, сопровождающийся превращением их в γ-кванты, получил название аннигиляции[1]). Аннигиляция является причиной отсутствия на Земле позитронов. Каждый позитрон через ни-

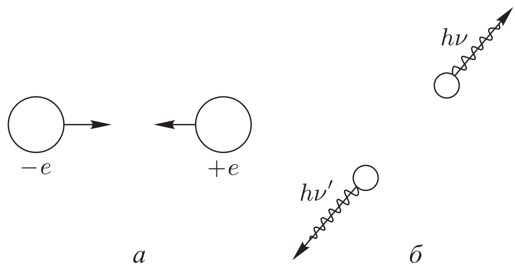


Рис. 400. Объединение позитрона с электроном, порождающее γ-кванты: *а*) электрон и позитрон притягиваются друг к другу; *б*) в результате соударения электрон и позитрон превратились в два γ-кванта

чтожное время после своего образования соединяется с одним из электронов среды, превращаясь в два γ-кванта.

Явления образования пар электрон–позитрон из γ-квантов и объединения электронов с позитронами, ведущего к образованию двух γ-квантов, представляют собой процессы совершенно нового типа, в которых происходит *взаимное превращение электромагнитного поля излучения* (γ-кванты) *и частиц вещества* (*электроны и позитроны*).

Свойства частиц и свойства электромагнитных полей (света) во многих отношениях сильно отличаются. Наиболее разительно это отличие свойств сказывается в том, что все окружающие нас тела построены из частиц; свет же, казалось бы, выполняет только функции передачи энергии от одних тел другим. Ввиду этого еще в начале нашего века представлялось, что между светом (электромагнитным полем) и веществом лежит непроходимая пропасть. В дальнейшем были открыты квантовые свойства света — оказалось, что свет совмещает со свойствами волны также и свойства потока частиц, фотонов. С другой стороны, у частиц вещества были обнаружены волновые свойства (см. §§ 209, 210), которые раньше считались отличительным признаком света. Уже эти открытия уменьшили разрыв в наших представлениях о свете и веществе. Теперь же, после обнаружения взаимных превращений света (γ-кванты) и частиц

[1]) Аннигиляция — довольно неудачное название, происходящее от латинского nihil — ничто.

вещества (пары электрон–позитрон), стало ясно, что между светом и веществом имеется глубокое единство: частицы вещества и фотоны (электромагнитные поля) — это две различные формы материи. Как мы отмечали раньше (см. § 200), фотоны, обнаруживая много черт сходства с другими частицами, характеризуются и важной отличительной чертой: их масса покоя равна нулю. Фотон всегда движется со скоростью света. При остановке, например при поглощении, свет как таковой перестает существовать.

§ 224. Применение закона Эйнштейна к процессам аннигиляции и образования пар. Согласно соотношению (200.1) покоящаяся частица обладает внутренней энергией (энергией покоя), равной mc^2, где m — масса покоя частицы.

При аннигиляции покоящихся электрона и позитрона их энергия покоя полностью превращается в электромагнитную энергию двух γ-квантов. Энергия покоя электрона и энергия покоя позитрона равны каждая mc^2, где $m = 0{,}911 \cdot 10^{-30}$ кг. Энергия каждого из γ-квантов равна $h\nu$. По закону сохранения энергии должно быть, следовательно,

$$2h\nu = 2mc^2,$$

т. е.

$$h\nu = mc^2 = 0{,}911 \cdot 10^{-30} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 8{,}2 \cdot 10^{-14}\ \text{Дж} = \\ = 8{,}2 \cdot 10^{-14}/(1{,}6 \cdot 10^{-19})\ \text{эВ} = 0{,}51 \cdot 10^6\ \text{эВ} = 0{,}51\ \text{МэВ}.$$

Таким образом, энергия каждого из γ-квантов, испускаемых при аннигиляции электрона и позитрона, должна составлять 0,51 МэВ. Измерения энергии образующихся γ-квантов прекрасно согласуются с этим выводом.

При образовании γ-квантом пары электрон–позитрон энергия γ-кванта $h\nu$ превращается в энергию покоя и кинетическую энергию частиц. Применяя закон сохранения энергии, имеем

$$h\nu = 2mc^2 + W_\text{к},$$

где $W_\text{к}$ — суммарная кинетическая энергия электрона и позитрона.

Используя предыдущие вычисления, можем написать

$$h\nu = 2 \cdot 0{,}51 + W_\text{к} = 1{,}02\ \text{МэВ} + W_\text{к}.$$

Так как кинетическая энергия всегда положительна, то образование пар может происходить только под действием γ-квантов с энергией, большей чем 1,02 МэВ. Опыт подтверждает этот

вывод, а также полученную выше связь между энергией γ-кванта и кинетической энергией пары электрон–позитрон.

Таким образом, изучение явлений аннигиляции и образования пар подтверждает справедливость закона Эйнштейна.

§ 225. Строение атомного ядра. Из предыдущего (см. § 201) мы знаем, что массы атомов, а значит, и массы атомных ядер очень близки всегда к целому числу атомных единиц массы. Напрашивается вывод, что атомные ядра построены из частиц приблизительно единичной массы. Такими частицами являются протон и нейтрон.

На первый взгляд кажется, что, помимо нейтронов и протонов, ядра должны содержать также позитроны и электроны, ибо многие ядра (ядра радиоактивных изотопов) испускают эти частицы. Однако детальный анализ различных свойств ядер заставляет признать, что в них отсутствуют как таковые и позитроны, и электроны.

Так, некоторые искусственно-радиоактивные вещества (например, изотоп меди $^{64}_{29}Cu$) излучают два рода частиц, — позитроны и электроны. Часть атомных ядер такого вещества при распаде превращается в предыдущий элемент периодической системы с испусканием позитрона, тогда как другая часть ядер того же вещества превращается в следующий элемент с испусканием электрона. Ядра такого вещества, казалось бы, должны содержать в своем составе как позитроны, так и электроны [1]). Но одновременное существование позитронов и электронов в объеме ядра противоречит свойству этих частиц объединяться, превращаясь в пару γ-квантов.

Но если позитроны и электроны в готовом виде в ядре не присутствуют, то, очевидно, в процессе распада ядра, сопровождающегося вылетом одной из этих частиц, они образуются заново за счет превращений внутри ядра. При этом при вылете позитрона (положительного заряда) один из протонов превращается в нейтрон, а при вылете электрона (отрицательного заряда), наоборот, один из нейтронов делается протоном. Допущение об образовании электронов и позитронов при радиоактивном распаде тем более естественно, что образование этих частиц наблюдается, как упоминалось в § 223, и в других процессах.

Идея о строении атомных ядер из протонов и нейтронов вскоре после открытия нейтрона была высказана советским физиком

[1]) Опыты обнаруживают полное совпадение всех свойств (заряд, масса и т. д.) всех атомных ядер данного изотопа. Такое полное совпадение свойств говорит о тождественности таких ядер. Нельзя поэтому допустить, что, например, одни ядра ^{64}Cu содержат электроны, а другие — позитроны.

Дмитрием Дмитриевичем Иваненко (р. 1904) и немецким физиком Вернером Гейзенбергом (1901–1976). Справедливость протонно-нейтронной модели ядра была доказана работами ряда ученых.

Поскольку массовое число протона и нейтрона есть единица, массовое число ядра равно полному числу частиц (протонов и нейтронов) в составе ядра. Заряд же ядра, выраженный в элементарных единицах, равен, очевидно, числу протонов в ядре. Таким образом, согласно протонно-нейтронной модели, атомное ядро с массовым числом A и зарядом Z содержит в своем составе A частиц, в том числе Z протонов и A–Z нейтронов. Так, например, ядро кислорода $^{16}_{8}$O состоит из 8 протонов и $16 - 8 = 8$ нейтронов. Ядро изотопа свинца $^{206}_{82}$Pb содержит 82 протона и $206 - 82 = 124$ нейтрона и т. д.

Простейшим атомным ядром является ядро водорода, т. е. протон. Присоединяя к протону нейтрон, получим самое простое из составных ядер — дейтрон, или ядро тяжелого водорода (обозначается $^{2}_{1}$H или D).

Прибавляя еще один нейтрон, образуем ядро еще более тяжелого изотопа водорода, называемого *тритием* ($^{3}_{1}$H, или T). Тритий относится к числу искусственно-радиоактивных веществ; он распадается с периодом полураспада около 12 лет, испуская электроны. В результате распада трития образуется ядро с массовым числом 3 и зарядом 2 — легкий изотоп гелия $^{3}_{2}$He, состоящий из двух протонов и нейтрона. Этот изотоп устойчив и содержится в очень малой пропорции в природном гелии. Ядро основного изотопа гелия $^{4}_{2}$He (α-частица) образуется добавлением еще одного нейтрона. α-частица содержит, таким образом, два протона и два нейтрона.

Продолжая увеличивать число нейтронов и протонов в ядре, мы получим все существующие атомные ядра. Состав наиболее легких ядер (до кислорода включительно) указан на диаграмме рис. 401. Как видно из диаграммы, устойчивые (нерадиоактивные) легкие ядра содержат примерно равные количества нейтронов и протонов.

В тяжелых ядрах имеется некоторый перевес в числе нейтронов; так, в ядре свинца нейтронов примерно в полтора раза больше, чем протонов. Соотношение чисел нейтронов и протонов, которое осуществляется в устойчивых ядрах, является наиболее выгодным, придающим ядру наибольшую прочность. Отступления от этого соотношения делают ядро неустойчивым.

Число протонов Z

$_8$O							^{14}O 71 с ↘	^{15}O 130 с ↘	^{16}O 99,76%	^{17}O 0,04%	^{18}O 0,2%	↖ ^{19}O 31 с
$_7$N						^{12}N 0,012 с ↘	^{13}N 10 мин. ↘	^{14}N 99,6%	^{15}N 0,4%	↖ ^{16}N 7 с	↖ ^{17}N 4,1 с	↖ ^{18}N 0,6 с
$_6$C					^{10}C 9 с ↘	^{11}C 20 мин. ↘	^{12}C 99%	^{13}C 1%	↖ ^{14}C 5700 лет	↖ ^{15}C 2,4 с		
$_5$B				^{8}B 0,8 с ↘		^{10}B 19%	^{11}B 81%	↖ ^{12}B 0,02 с	↖ ^{13}B 0,02 с			
$_4$Be				^{7}Be 43 сут ↘	^{8}Be Прак. мгнов. расп-ся на 2-α част.	^{9}Be 100%	↖ ^{10}Be $2{,}5\cdot10^6$ лет	↖ ^{11}Be 14 с				
$_3$Li				^{6}Li 7,5%	^{7}Li 92,5%	↖ ^{8}Li 0,9 с	↖ ^{9}Li 0,17 с					
$_2$He		^{3}He 10^{-4}%	^{4}He ~ 100%		↖ ^{6}He 0,85 с		↖ ^{8}He 0,1 с					
$_1$H	^{1}H 99,986 %	^{2}D 0,014%	↖ ^{3}T 12 лет									
$_0n$		↖ ^{1}n 15 мин.										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

Число нейтронов $A-Z$

Рис. 401. Диаграмма атомных ядер (до кислорода включительно). Жирными линиями очерчены устойчивые изотопы. В клетках указаны: для устойчивых изотопов процентное содержание; для радиоактивных изотопов период полураспада. Стрелки указывают, в какое ядро превращается радиоактивный изотоп

Если в ядре слишком много нейтронов, то один из нейтронов превращается в протон, т. е. ядро распадается с испусканием электрона (пример: ${}^{10}_{4}\mathrm{Be} \to {}^{10}_{5}\mathrm{B} + e^{-} + \nu$). Напротив, если в ядре избыток протонов, то один из протонов превращается в нейтрон, испуская позитрон (пример: ${}^{10}_{6}\mathrm{C} \to {}^{10}_{5}\mathrm{B} + e^{+} + \nu$).

Поскольку ядерные частицы — протоны и нейтроны — прочно удерживаются в ядрах, между ними должны действовать силы притяжения. Эти силы должны быть достаточно велики, чтобы противостоять грандиозным силам взаимного электростатического отталкивания протонов, сближенных на расстояние порядка размеров ядра (10^{-14}–10^{-15} м). *Особые силы, возникающие при сближении ядерных частиц* (протонов, нейтронов) *на малые расстояния и связывающие эти частицы в ядра, получили название ядерных сил* [1]).

С действием ядерных сил мы встречались уже при изучении захвата медленных нейтронов ядрами (§ 221). Ядерные силы проявляются и во всех других ядерных процессах — при ядерных реакциях и в явлениях радиоактивности. Хотя в настоящее время многие свойства ядерных сил подробно изучены, точные законы их действия все еще не выяснены. Установление этих законов является одной из центральных задач современной атомной физики.

§ 226. Ядерная энергия. Источник энергии звезд. На протяжении курса физики мы познакомились с различными формами энергии, способными превращаться друг в друга. Сюда относятся кинетическая энергия движущихся тел, потенциальная энергия тел в поле сил тяготения, энергия электромагнитных полей, внутренняя энергия тел и т. д. Изучение ядерных превращений свидетельствует о существовании еще одной формы энергии — так называемой *ядерной энергии* [2]). *Ядерная энергия — это энергия, запасенная в атомных ядрах и переходящая в другие виды энергии при ядерных превращениях — при радиоактивном распаде ядер и ядерных реакциях*. Ядерная энергия проявляется при любых превращениях ядер.

Рассмотрим в качестве примеров ядерные реакции α-частицы с бериллием и азотом, с которыми мы познакомились в § 218

[1]) Как показывает изучение ядер, ядерные силы притяжения действуют между любой парой частиц — двумя протоками, двумя нейтронами и протоном и нейтроном (подробнее см. § 232).

[2]) Вместо термина «ядерная энергия» часто употребляют менее точный термин «атомная энергия».

и 220. В результате реакции (220.1) образуются ядро углерода и нейтрон

$$ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \to {}^{12}_{6}\mathrm{C} + n. \qquad (226.1)$$

Измерения показывают, что кинетическая энергия продуктов этой реакции больше (на 5,7 МэВ) кинетической энергии исходных ядер. В этой реакции происходит, следовательно, превращение скрытой ядерной энергии в кинетическую.

В реакции (218.1)

$$ {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \to {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}$$

суммарная кинетическая энергия ядра кислорода (${}^{17}_{8}\mathrm{O}$) и протона (${}^{1}_{1}\mathrm{H}$), как оказывается, меньше (на 1,2 МэВ) кинетической энергии α-частицы, вызывающей реакцию (ядро азота в начальный момент покоилось). Таким образом, в этой реакции, наоборот, кинетическая энергия превращается в ядерную; запас последней в продуктах реакции больше, чем в исходных ядрах.

Ядерная энергия, переходящая в кинетическую или обратно, может быть вычислена, если известны точные значения масс всех участвующих в реакции ядер. Действительно, по закону сохранения энергии приращение кинетической энергии равно убыли внутренней энергии ядер. Убыль же внутренней энергии, согласно закона Эйнштейна, равна разности масс покоя исходных и конечных продуктов реакции, умноженной на c^2. Рассмотрим, например, реакцию (226.1). Массы частиц, участвующих в реакции, приведены ниже:

Частица	Масса [1], а. е. м.	Сумма масс, а. е. м.
${}^{9}_{4}\mathrm{Be}$	9,0150	13,0189
${}^{4}_{2}\mathrm{He}$	4,0039	
${}^{12}_{6}\mathrm{C}$	12,0038	13,0128
n	1,0090	

Масса исходных частиц больше массы конечных продуктов на $13{,}0189 - 13{,}0128 = 0{,}0061$ а. е. м. В результате реакции внутренняя

[1] В первых трех строчках этой таблицы, как принято, приведены массы покоя нейтральных атомов. Они получены из измерений с масс-спектрометрами. Числа электронов в правой и левой частях уравнения ядерной реакции равны. Поэтому при вычислении разностей электронные массы сокращаются, и мы получаем разности масс ядер.

энергия частиц уменьшается на [1])

$$0{,}0061 \cdot 930 = 5{,}7 \text{ МэВ}.$$

Как отмечалось, прямые измерения показывают, что кинетическая энергия продуктов реакции как раз на такую величину (5,7 МэВ) превосходит кинетическую энергию исходных ядер. Мы имеем здесь еще одно доказательство справедливости соотношения $E_0 = mc^2$.

Ядерная энергия подобна химической в том отношении, что оба вида энергии проявляются в процессах превращения частиц. Химическая энергия проявляется в процессах превращения молекул (т. е. в химических реакциях), ядерная энергия — в процессах превращения атомных ядер (т. е. в ядерных реакциях). Между ядерной и химической энергиями существует резкое различие в масштабе. Энергия химических реакций измеряется электронвольтами (так, например, при горении углерода освобождается энергия 4,1 эВ на молекулу CO_2). Энергия ядерных превращений измеряется уже не электронвольтами, а мегаэлектронвольтами, т. е. по порядку величины она в миллион раз больше. Большой масштаб энергии ядерных процессов обусловлен громадной величиной ядерных сил (см. § 225).

Ядерные превращения, в которых запасы скрытой ядерной энергии переходят в другие виды энергии, играют большую роль в природе, а с 40-х годов нашего века и в технике. Простейшие из таких превращений — это явления радиоактивного распада. Как отмечалось в § 215, энергия радиоактивных излучений превращается в конечном счете в тепло. Радиоактивное тепло имеет важное геологическое значение: распад содержащихся в земной коре урана, тория и калия является тем источником энергии, который обеспечивает высокую температуру в недрах Земли. Однако значение естественной радиоактивности как технического источника энергии ничтожно: все сколько-нибудь распространенные на Земле радиоактивные элементы распадаются слишком медленно, и способов ускорить их распад пока не существует.

В отличие от радиоактивности при ядерных реакциях скорость выделения энергии может изменяться в широких пределах, а выделяемая энергия достигать грандиозных величин. Ядерные реакции являются единственным из известных источников,

[1]) Энергия покоя, приходящаяся на одну атомную единицу массы, равна 930 МэВ:

$$1 \text{ а. е. м.} \cdot c^2 = 1{,}66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 1{,}49 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = \\ = 1{,}49 \cdot 10^{-10}/(1{,}6 \cdot 10^{-19}) \text{ эВ} = 9{,}3 \cdot 10^8 \text{ эВ} = 930 \text{ МэВ}.$$

обладающих достаточным запасом энергии, чтобы поддерживать лучеиспускание звезд в течение всего времени их существования, т. е. миллиарды лет. Как показывают астрофизические данные, в недрах звезд господствуют температуры, измеряемые миллионами и десятками миллионов градусов. При таких температурах атомы почти полностью ионизованы; вещество находится в состоянии, называемом плазмой, т. е. представляет собой газ из электронов и «голых» атомных ядер, хаотически движущихся с огромными скоростями. Скорости хаотического движения так велики, что, несмотря на электрическое отталкивание заряженных ядер, между ними происходят столкновения, приводящие к ядерным реакциям.

При достаточно высокой начальной температуре звезды число реагирующих ядер будет очень велико. Приток освобождающейся ядерной энергии покроет потери энергии на световое излучение, и звезда не будет остывать или даже будет нагреваться. В этом случае ядерная реакция, начавшись, обеспечивает условия для своего продолжения (т. е. поддерживает высокую температуру среды). Она будет продолжаться поэтому, пока не истощится запас «ядерного горючего», т. е. пока не будут использованы способные реагировать ядра.

«Ядерным горючим» могут служить бериллий в сочетании с гелием (реакция (226.1)), литий, тяжелый водород и другие вещества. Но все эти вещества содержатся в звездах в относительно малых количествах и могут являться источником энергии только на отдельных сравнительно коротких этапах эволюции звезды. В настоящее время принимается, что основным «ядерным горючим», способным обеспечивать звезды энергией в течение многих миллиардов лет, является водород.

Водород — главная составная часть звездного вещества. Опыты и теория ядерных реакций показывает, что путем нескольких последовательных ядерных реакций водород способен превращаться в гелий. Суммарный результат этих реакций выражается уравнением

$$4{}_1^1\mathrm{H} \to {}_2^4\mathrm{He} + 2e^+ + 2\nu,$$

т. е. четыре протона образуют ядро гелия, два позитрона и два нейтрино. При этом выделяется энергия (с учетом аннигиляции позитронов) около 27 МэВ, т. е. около 650 миллиардов джоулей на о д и н г р а м м в о д о р о д а (!).

Превращение водорода в гелий служит по современным представлениям источником энергии звезд, в том числе и нашего Солнца. Нетрудно подсчитать, что расход водорода Солнцем за 100 лет составляет всего лишь около одной миллиардной доли массы Солнца [1)].

---

1) Энергия, излучаемая Солнцем, принята равной $3{,}8 \cdot 10^{26}$ Дж/с, масса Солнца равна $2{,}0 \cdot 10^{30}$ кг.

Ядерную реакцию, идущую за счет высокой температуры среды, называют термоядерной. Встает вопрос, как «поджигаются» термоядерные реакции в звездах. Вероятной причиной первоначального нагрева, «поджигающего» реакцию, является сжатие звездного вещества под действием сил тяготения, т. е. превращение потенциальной энергии тяготения во внутреннюю энергию.

Освобождение больших количеств ядерной энергии в земных условиях долгое время казалось вряд ли достижимой мечтой. Способы получения огромных температур (миллионы градусов), необходимых для «поджигания» термоядерной реакции, не были тогда известны. Использование же частиц, ускоренных ускорителями, не сулило перспектив. Как отмечено в § 219, быстрые заряженные частицы при движении в среде расходуют энергию на ионизацию и возбуждение атомов и вызывают ядерные реакции лишь с малой вероятностью. Ввиду этого затрата энергии на предварительное ускорение частиц превосходит выигрыш энергии от ядерной реакции.

Положение коренным образом изменилось, когда в 1939 г. изучение свойств нейтронов увенчалось открытием нозой ядерной реакции — реакции *деления* атомных ядер, установленной немецкими физиками Отто Ганом (1879–1968) и Фрицем Штрассманом (1902–1980).

§ 227. Деление урана. Цепная ядерная реакция. В результате опытов по облучению нейтронами урана было найдено, что под действием нейтронов ядра урана *делятся* на два ядра (осколка) примерно половинной массы и заряда; этот процесс сопровождается испусканием нескольких (двух-трех) нейтронов (рис. 402). Помимо урана, способны делиться еще некоторые элементы из числа последних элементов периодической системы Менделеева. Эти элементы, так же как и уран, делятся не только под действием нейтронов, но также и без внешних воздействий (спонтанно) [1]. Спонтанное деление было установлено на опыте советскими физиками К. А. Петржаком и Георгием Николаевичем Флеровым (р. 1913) в 1940 г. Оно представляет собой весьма редкий процесс. Так, в 1 г урана происходит всего лишь около 20 спонтанных делений в час.

[1] Спонтанное деление следует отнести к разряду явлений радиоактивного распада, с которыми мы познакомились в предыдущей главе. Как и другие виды распада, спонтанное деление представляет собой внутриядерный процесс, протекающий без внешних воздействий.

Благодаря взаимному электростатическому отталкиванию осколки деления разлетаются в противоположные стороны, приобретая огромную кинетическую энергию (около 160 МэВ). Реакция деления происходит, таким образом,

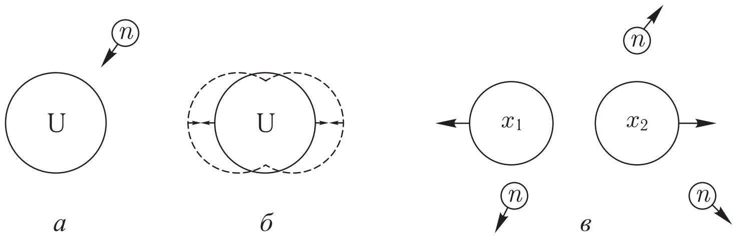


Рис. 402. Деление ядра урана под действием нейтронов: *а*) ядро захватывает нейтрон; *б*) удар нейтрона о ядро приводит последнее в колебания; *в*) ядро делится на два осколка; при этом испускается еще несколько нейтронов

со значительным выделением энергии. Быстродвижущиеся осколки интенсивно ионизуют атомы среды. Это свойство осколков используют для обнаружения процессов деления при помощи ионизационной камеры или камеры

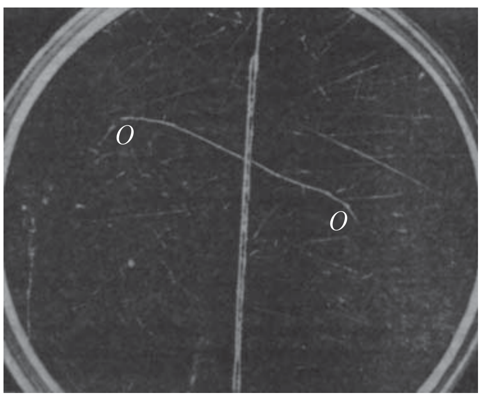


Рис. 403. Фотография следов осколков деления урана в камере Вильсона: осколки (*O*) разлетаются в противоположные стороны из тонкого слоя урана, нанесенного на пластинке, перегораживающей камеру. На снимке видно также множество более тонких следов, принадлежащих протонам, выбитым нейтронами из молекул водяного пара, содержащегося в камере

Вильсона. Фотография следов осколков деления в камере Вильсона приведена на рис. 403. Крайне существенным является

то обстоятельство, что нейтроны, испущенные при делении уранового ядра (так называемые *вторичные нейтроны деления*), способны вызывать деление новых ядер урана. Благодаря этому можно осуществить *цепную реакцию деления*: однажды возникнув, реакция в принципе может продолжаться сама собой, охватывая все большее число ядер. Схема развития такой нарастающей цепной реакции изображена на рис. 404.

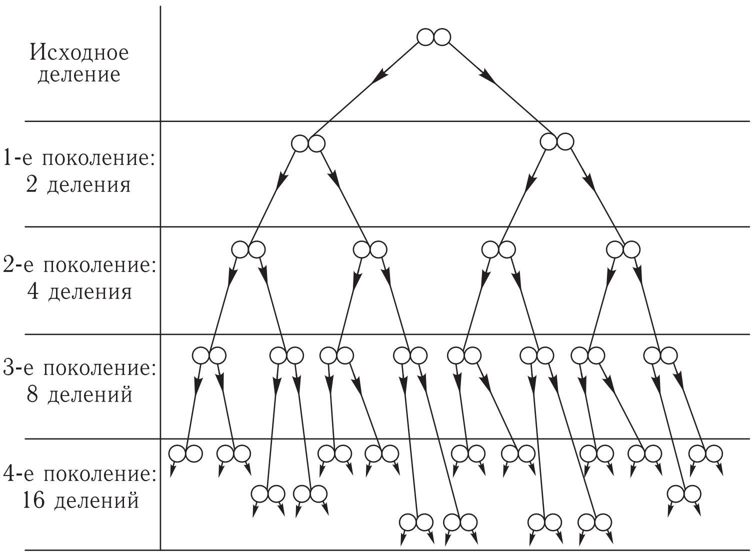


Рис. 404. Развитие цепной реакции деления: условно принято, что при делении ядра испускаются два нейтрона и потерь нейтронов нет, т. е. каждый нейтрон вызывает новое деление; кружочки — осколки деления, стрелки — нейтроны деления

Осуществление цепной реакции деления на практике не просто; опыт показывает, что в массе природного урана цепная реакция не возникает. Причина этого кроется в потере вторичных нейтронов; в природном уране бо́льшая часть нейтронов выходит из игры, не вызывая делений. Как выявили исследования, потеря нейтронов происходит в наиболее распространенном изотопе урана — уране-238 ($^{238}_{92}U$). Этот изотоп легко поглощает нейтроны по реакции, подобной реакции серебра с нейтронами (см. § 222); при этом образуется искусственно-радиоактивный изотоп $^{239}_{92}U$. Делится же ^{238}U с трудом и только под действием быстрых нейтронов.

Более удачными для цепной реакции свойствами обладает изотоп ^{235}U, который содержится в природном уране в количестве 0,7%. Он делится под действием нейтронов любой энергии — быстрых и медленных и тем лучше, чем меньше энергия нейтронов. Конкурирующий с делением процесс — простое поглощение нейтронов — мало вероятен в ^{235}U в отличие от ^{238}U. Поэтому в чистом уране-235 возможна цепная реакция деления при условии, однако, что масса урана-235 достаточно велика. В уране малой массы реакция деления обрывается из-за вылета вторичных нейтронов за пределы его вещества.

В самом деле, ввиду крошечных размеров атомных ядер нейтрон проходит в веществе значительный путь (измеряемый сантиметрами), прежде чем случайно натолкнется на ядро. Если размеры тела малы, то вероятность столкновения на пути до выхода наружу мала. Почти все вторичные нейтроны деления вылетают через поверхность тела, не вызывая новых делений, т. е. не продолжая реакции.

Из тела больших размеров вылетают наружу главным образом нейтроны, образовавшиеся в поверхностном слое. Нейтроны, образовавшиеся внутри тела, имеют перед собой достаточную толщу урана и в большинстве своем вызывают новые деления, продолжая реакцию (рис. 405). Чем больше масса урана, тем меньшую долю объема составляет поверхностный слой [1]), из которого теряется много нейтронов, и тем благоприятнее условия для развития цепной реакции.

Увеличивая постепенно количество ^{235}U, мы достигнем *критической массы*, т. е. наименьшей массы, начиная с которой возможна незатухающая цепная реакция деления в ^{235}U. При дальнейшем увеличении массы ^{235}U реакция начнет бурно развиваться (начало ей положат спонтанные деления). При уменьшении массы ^{235}U ниже критической реакция затухает.

Итак, можно осуществить цепную реакцию деления, если располагать достаточным количеством чистого ^{235}U, отделенного от ^{238}U.

Как мы видели в § 202, разделение изотопов представляет собой хотя сложную и дорогую, но все же выполнимую операцию. И действительно, извлечение ^{235}U из природного урана явилось

[1]) Поверхность шара пропорциональна квадрату, а объем — кубу его радиуса. Поэтому при увеличении радиуса шара объем его растет быстрее, чем поверхность.

одним из тех способов, при помощи которых цепная реакция деления была осуществлена на практике.

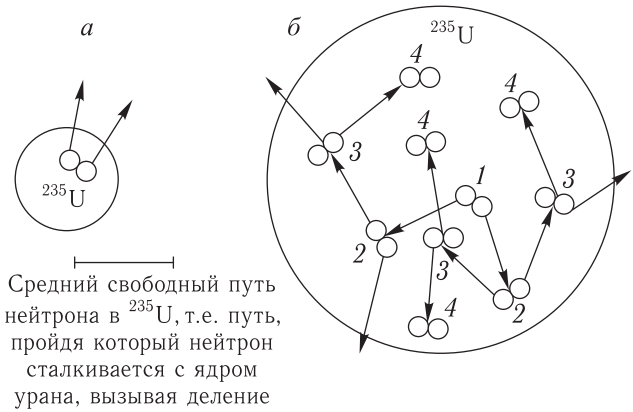


Рис. 405. Развитие цепной реакции деления в ^{235}U. *а*) В малой массе ^{235}U большинство нейтронов деления вылетает наружу. *б*) В большой массе урана многие нейтроны деления вызывают деления новых ядер; число делений возрастает от поколения к поколению. Кружочки — осколки деления, стрелки — нейтроны деления

Наряду с этим цепная реакция была достигнута и другим способом, не требующим разделения изотопов урана. Этот способ несколько более сложен в принципе, но зато более прост в осуществлении. Он использует замедление быстрых вторичных нейтронов деления до скоростей теплового движения. Мы видели, что в природном уране незамедленные вторичные нейтроны поглощаются главным образом изотопом ^{238}U. Так как поглощение в ^{238}U не приводит к делению, то реакция обрывается. Как показывают измерения, при замедлении нейтронов до тепловых скоростей поглощающая способность ^{235}U возрастает сильнее поглощающей способности ^{238}U. Поглощение нейтронов изотопом ^{235}U, ведущее к делению, получает перевес. Поэтому, *если замедлить нейтроны деления, не дав им поглотиться в* ^{238}U, *цепная реакция станет возможной и с природным ураном*.

На практике такого результата добиваются, помещая тонкие стержни из природного урана в виде редкой решетки в замедлитель (рис. 406). В качестве замедлителей используют вещества, обладающие малой атомной массой и слабо поглощающие нейтроны. Хорошими замедлителями являются графит, тяжелая вода, бериллий.

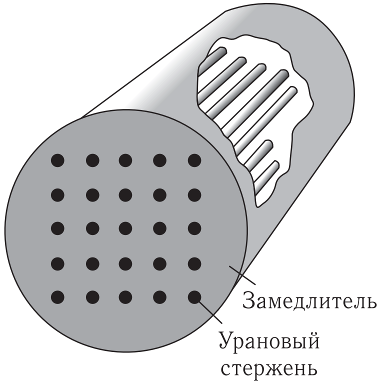


Рис. 406. Система из природного урана и замедлителя, в которой может развиваться цепная реакция деления

Пусть в одном из стержней произошло деление ядра урана. Так как стержень сравнительно тонкий, то быстрые вторичные нейтроны вылетят почти все в замедлитель. Стержни

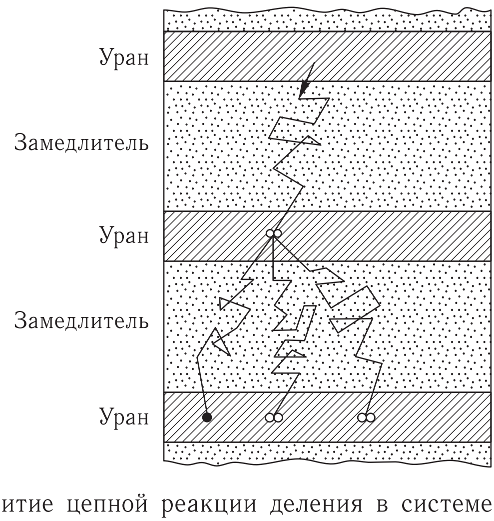


Рис. 407. Развитие цепной реакции деления в системе из природного урана и замедлителя. Быстрый нейтрон, вылетев из тонкого стержня, попадает в замедлитель и замедляется. Попав снова в уран, замедленный нейтрон скорее всего поглощается в ^{235}U, вызывая деление (обозначение: два светлых кружка). Некоторые нейтроны поглощаются в ^{238}U, не вызывая деления (обозначение: черный кружок)

расположены в решетке довольно редко. Вылетевший нейтрон до попадания в новый стержень испытывает много соударений

с ядрами замедлителя и замедляется до скорости теплового движения (рис. 407). Попав затем в урановый стержень, нейтрон поглотится скорее всего в ^{235}U и вызовет новое деление, продолжая тем самым реакцию. Цепная реакция деления была впервые осуществлена в США в 1942 г. группой ученых под руководством итальянского физика Энрико Ферми (1901–1954) в системе с природным ураном. Независимо этот процесс был реализован в СССР в 1946 г. академиком Игорем Васильевичем Курчатовым (1903–1960) с сотрудниками.

§ 228. Применения незатухающей цепной реакции деления. Атомная и водородная бомбы. Цепная реакция деления позволяет расщеплять уран в значительных количествах. Этот процесс сопровождается обильным выделением энергии. В зависимости от условий цепная реакция представляет собой либо спокойный, поддающийся регулировке процесс, либо взрывной процесс.

Если масса реагирующей системы лишь слегка превышает критическую массу, то реакция нарастает медленно. По достижении нужной мощности нарастание реакции можно прекратить. Для этого достаточно уменьшить массу системы до критической величины. Реакцию можно в любой момент погасить, уменьшив массу ниже критической [1]. Таким образом, цепная реакция полностью поддается контролю.

Иначе обстоит дело, если масса системы значительно превышает критическую. В этом случае реакция нарастает со скоростью взрыва. После того как реакция началась, она выходит из-под контроля; бурное выделение энергии приводит к разрушению системы.

Особенно быстро развивается реакция в чистом ^{235}U, так как она вызывается здесь быстрыми (незамедленными) нейтронами. Поэтому ^{235}U в количестве, заметно превышающем критическую массу, представляет сильнейшее взрывчатое вещество, используемое для так называемой *атомной бомбы*. Чтобы атомная бомба не взрывалась при хранении, можно разделить ее урановый заряд на несколько удаленных друг от друга частей с массой, меньшей критической. Для производства взрыва необходимо эти части быстро сблизить.

По энергии взрыва урановый заряд в сотни тысяч раз превосходит обычные взрывчатые вещества, взятые в том же количестве.

---

[1] Практически используемый способ регулировки реакции состоит во введении (или выведении) неделящихся веществ, сильно поглощающих нейтроны.

В момент взрыва температура в атомной бомбе поднимается до миллионов градусов. Ввиду этого взрыв атомной бомбы, если он происходит в подходящей среде, может вызвать вспышку термоядерной реакции (см. § 226). К числу веществ, обладающих наиболее благоприятными свойствами для развития термоядерной реакции, относятся тяжелый водород (дейтерий ^{2}D), сверхтяжелый водород (тритий ^{3}T), литий и др. В смеси этих веществ могут идти, например, следующие ядерные реакции:

$$\mathrm{D} + \mathrm{T} \to {}^4_2\mathrm{He} + n + 17{,}5\ \text{МэВ},$$
$$\mathrm{D} + \mathrm{D} \to \mathrm{T} + p + 4{,}0\ \text{МэВ},$$
$${}^6_3\mathrm{Li} + n \to {}^4_2\mathrm{He} + \mathrm{T} + 4{,}8\ \text{МэВ},$$
$${}^6_3\mathrm{Li} + \mathrm{D} \to {}^7_3\mathrm{Li} + p + 5{,}0\ \text{МэВ и т. д.}$$

Система из атомной бомбы и вещества, в котором при ее взрыве возникает мощная термоядерная реакция, получила название *термоядерной* или *водородной* бомбы. Сила взрыва водородной бомбы в сотни раз превосходит силу взрыва атомной бомбы. Дело в том, что количество «взрывчатки» (^{235}U) в атомной бомбе ограничено: масса каждой ее части должна быть меньше критической во избежание преждевременного взрыва. Для количества же «взрывчатки» водородной бомбы такого ограничения нет, так как дейтерий, тритий, их смесь и т. п. сами собой взорваться не могут.

В отличие от реакции деления до настоящего времени еще не осуществлено использование термоядерной реакции для практического получения тепловой и электрической энергии. Однако интенсивные исследования в этом направлении ведутся в СССР и в других странах. Применение термоядерной реакции для получения энергии представляет огромный интерес, так как запасы сырья для этой реакции огромны (дейтерий в составе воды в океанах!), тогда как запасы урана ограничены.

Для возбуждения термоядерной реакции ядерное «горючее» должно быть нагрето до температуры порядка десяти миллионов градусов. При таких температурах вещество переходит в состояние сильно ионизованного газа — плазмы. Чтобы реакция не затухала, плазму нужно удерживать от расширения, т. е. надо ограничить свободу движения частиц плазмы — ионов и электронов. Этого нельзя достигнуть простым заключением плазмы в замкнутый сосуд, так как никакие стенки не могут противостоять температуре, в тысячи раз превышающей температуру испарения самых жаростойких материалов (изоляция плазмы от стенок нужна еще и потому, что интенсивная передача тепла стенкам затруднила бы нагрев плазмы).

В начале 50-х годов советские физики А. Д. Сахаров и И. Е. Тамм, а также некоторые зарубежные ученые предложили использовать для удержания плазмы сильные магнитные поля. Как мы знаем (§ 198), в однородном магнитном поле заряженная частица, начальная скорость которой перпендикулярна к индукции магнитного поля, движется по окружности в плоскости, перпендикулярной к направлению поля. Если начальная скорость параллельна магнитному полю, частица движется свободно (по инерции) вдоль линии магнитного поля, так как в этом случае сила Лоренца равна нулю. В общем случае, когда начальная скорость направлена произвольно, имеет место сложение прямолинейного и кругового движений — частица описывает винтовую траекторию, навивающуюся на линию магнитного поля (рис. 408, *а*). Такой характер движения сохраняется и в неоднородном магнитном поле, если на расстоянии порядка шага «винта» направление магнитной индукции поля изменяется незначительно (рис. 408, *б*). Частица оказывается как бы привязанной к линии поля — она удерживается на постоянном расстоянии от нее, равном радиусу спирали. Радиус спирали прямо пропорционален скорости частицы [1] и обратно пропорционален магнитной индукции B (см. § 198); увеличивая B, можно сделать радиус спирали как угодно малым.

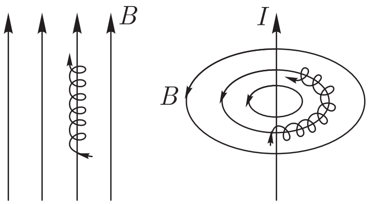


Рис. 408. Движение медленной заряженной частицы в однородном магнитном поле (*а*) и в магнитном поле прямолинейного провода с током (*б*). Тонкие линии — линии магнитного поля, спирали — траектории частицы

В реальной плазме на движение частиц влияют соударения между ними и внутренние электрические и магнитные поля плазмы (они всегда имеются, так как плазма состоит из заряженных частиц). Ввиду этого рассмотрение действия внешнего магнитного поля на движение частиц плазмы оказывается очень сложным. Основная особенность, однако, остается — магнитное поле, искривляя траектории частиц, очень сильно затрудняет их движение в направлении, перпендикулярном к линиям внешнего магнитного поля. Эта особенность и используется для удержания (изоляции) плазмы.

Магнитное поле используется также и для нагрева плазмы: при изменении магнитной индукции возникает э. д. с. индукции, под действием которой ионы и электроны ускоряются.

К настоящему времени физики научились нагревать плазму, правда весьма разреженную, до температуры сто миллионов градусов и удерживать ее в таком состоянии в течение сотых долей секунды. Эти успехи позволяют надеяться, что на описанном пути удастся в конечном

[1] Точнее, составляющей скорости, перпендикулярной к магнитному полю.

счете осуществить управляемую, а не взрывную, как в водородной бомбе, термоядерную реакцию.

При взрыве атомной и водородной бомбы в добавление к эффектам, характерным для любого мощного взрыва, испускается еще много нейтронов и γ-излучение, а также образуется большое количество радиоактивных веществ. Излучения этих веществ делают район взрыва опасным для жизни еще в течение некоторого времени после взрыва. Радиоактивные продукты взрыва разносятся потоками воздуха на тысячи километров от места взрыва. Отметив с помощью счетчика излучений повышенную против обычного радиоактивность воздуха, можно с достоверностью установить факт взрыва атомной или водородной бомбы.

§ 229. Ядерные реакторы и их применения. Устройство, в котором происходит управляемая цепная реакция деления ядер, называется *ядерным реактором*. В качестве делящегося вещества (ядерного топлива) применяют уран и плутоний (получаемый искусственно радиоактивный элемент с порядковым номером $Z = 94$).

Ядерные реакторы используются для выработки энергии, для получения искусственных радиоактивных изотопов (в том числе трансурановых элементов, т. е. элементов с $Z > 92$) и как источники мощных пучков нейтронов. Рассмотрим эти применения.

1. *Получение энергии*. Осколки деления тормозятся в уране на очень малом пути (менее 5 мкм). Ввиду этого почти вся энергия, освобождаемая в реакторе, выделяется в виде тепла в массе урана. Это тепло можно использовать, например, для нагревания и испарения жидкости, омывающей уран, и затем через посредство турбины или другой тепловой машины превратить его в механическую и далее в электрическую энергию (рис. 409). Первая в мире атомная электростанция, основанная на таком принципе, была осуществлена в Советском Союзе в 1954 г. (рис. 410). Чертеж реактора этой электростанции приведен на рис. 411. Главной частью реактора являются «топливные» элементы с ураном, помещенные в графитовый замедлитель. «Топливные» элементы представляют собой две тонкостенные трубки из нержавеющей стали, вставленные одна в другую. В полость между трубками герметически заделывается уран, а внутренняя полость образует канал для протекания воды, отбирающей тепло, выделяющееся в уране при работе реактора. Герметическая закупорка урана необходима ввиду его химической нестойкости, а также для предохранения от утечки вредных радиоактивных газов, образующихся в качестве продуктов деления. Для облегчения раз-

вития цепной реакции «топливные» элементы изготовлены из урана искусственно обогащенного легко делящимся изотопом ^{235}U (в применяемом обогащенном уране содержится 5% ^{235}U против 0,7% в природном уране).

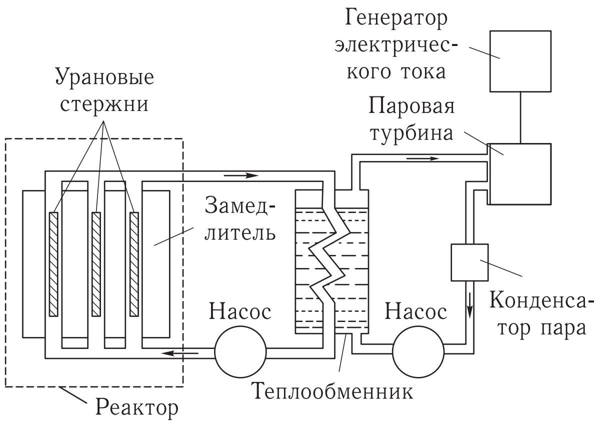


Рис. 409. Принципиальная схема атомной электростанции. Урановые стержни реактора омываются теплоносителем (газом, водой или расплавленным металлом), который отбирает тепло, выделяющееся в стержнях, и в теплообменнике передает его воде, образующей пар. Пар, как и на обычной электростанции, приводит в движение паровую турбину и соединенный с ней электрогенератор. В другом варианте, который также находит применение, пар образуется непосредственно в реакторе, а теплообменник отсутствует

Действие уранового реактора сопровождается интенсивной радиоактивностью. Для защиты людей от радиоактивных излучений и от нейтронов, которые в больших дозах также вредны для здоровья, реактор окружается толстостенной защитой из бетона и других материалов (рис. 411, 412).

Как источник энергии ядерный реактор замечателен малым расходом топлива. Деление 1 г ^{235}U по теплообразованию равноценно сжиганию нескольких тонн каменного угля. Это делает особенно перспективным применение реакторов в пунктах, удаленных от залежей угля и нефти, а также на транспорте — на кораблях, подводных лодках, самолетах. В СССР сооружен ряд крупных атомных теплоэлектростанций, построено несколько ледоколов с атомными двигателями, имеются атомные подводные лодки.

Ядерная энергетика имеет огромное значение для будущего. Подсчитано, что при современных темпах роста мирового потреб-

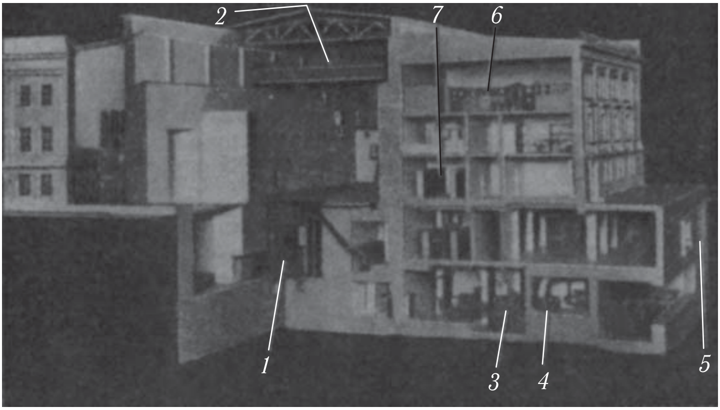


Рис. 410. Общий вид атомной электростанции (1954 г.): *1* — реактор, *2* — подъемный кран для замены «выгоревших» урановых стержней, *3*, *4* — насос с электродвигателем, обеспечивающий циркуляцию воды через реактор, *5* — теплообменник, *6* — помещение управления реактором (пульт управления), *7* — щит с приборами, сигнализирующими о появлении недопустимой радиоактивности в различных помещениях станции

ления энергии человечество уже через 50 лет может столкнуться с острой нехваткой угля и нефти. Использование урана спасает положение, так как запас энергии в земных ресурсах урана в 10–20 раз превышает запас энергии в залежах ископаемых органических топлив. Проблема источников энергии получит окончательное решение, когда будет разработана управляемая термоядерная реакция (см. § 228).

2. *Трансурановые элементы.* При облучении урана нейтронами изотоп $^{238}_{92}U$ превращается в $^{239}_{92}U$. Последний неустойчив; испытывая β-распад, он образует изотоп элемента 93 — нептуния ($^{239}_{93}Np$). В свою очередь $^{239}_{93}Np$ испытывает β-распад и в короткое время (период полураспада 2,35 дня) превращается в изотоп элемента 94 — плутония ($^{239}_{94}Pu$). Плутоний-239 также неустойчив, но распадается очень медленно (период полураспада 24 000 лет). Поэтому он может накапливаться в больших количествах. Подобно урану-235, плутоний-239 является хорошим «ядерным горючим», пригодным для устройства ядерных реакторов, а также атомных бомб. Для получения плутония используют реакторы из п р и р о д н о г о урана с замедлителем. В этих реакторах значительная доля нейтронов поглощается в уране-238, образуя в конце концов плутоний. Накопившийся в уране плутоний может быть выделен химическими мето-

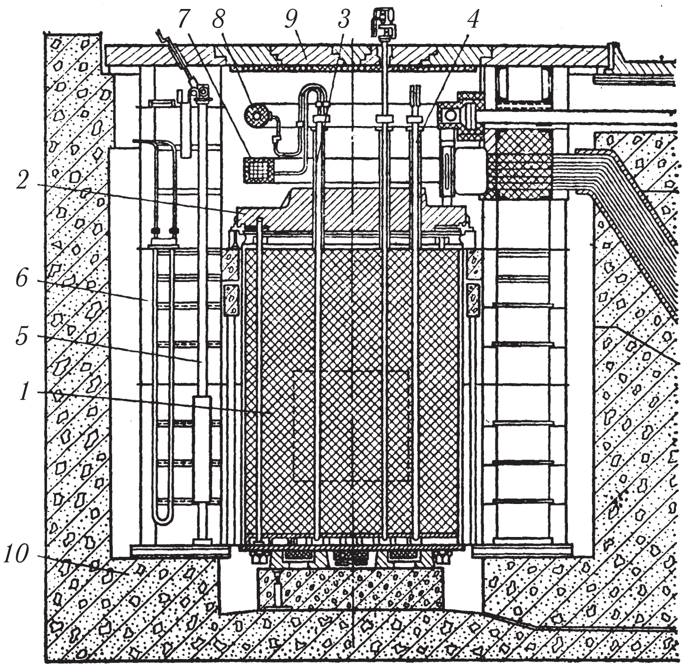


Рис. 411. Реактор первой советской атомной электростанции: *1* — графитовая кладка реактора, заключенная в герметическую стальную оболочку; штриховыми линиями очерчена активная зона реактора, в которой расположен уран; остальной графит служит отражателем нейтронов; *2* — верхняя плита (чугун), *3* — один из 128 рабочих каналов, в которых помещаются урановые стержни и протекает охлаждающая вода (давление 100 атм), *4* — канал для перемещения регулирующего стержня, содержащего поглотитель нейтронов (бор); регулирующие стержни служат для регулировки мощности реактора и прекращения реакции; *5* — ионизационная камера для измерения интенсивности реакции в реакторе, *6* — водяная защита, задерживающая нейтроны *7*, *8* — подвод и отвод воды из реактора, *9* — верхняя защитная крышка (чугун), *10* — бетонная защита (в основном от γ-излучения)

дами. Другим искусственным ядерным горючим является изотоп урана ^{233}U с периодом полураспада 162 000 лет, которого в природном уране нет. ^{233}U образуется, аналогично плутонию, в результате облучения нейтронами т о р и я. Таким образом, трудно делящиеся вещества — ^{238}U и торий — могут быть переработаны в ценное ядерное горючее. Эта возможность очень существенна, так как ^{238}U и тория на Земле во много раз больше, чем ^{235}U. Нептуний и плутоний являются представите-

лями трансурановых элементов, расположенных в таблице Менделеева за ураном.

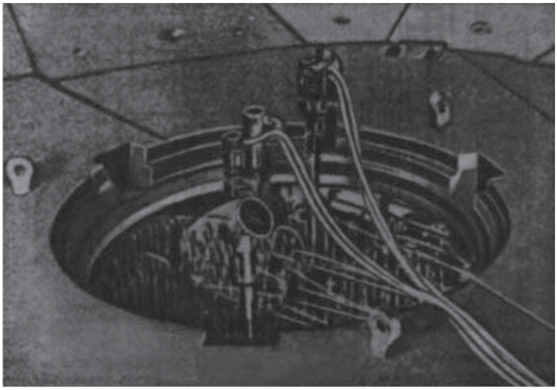


Рис. 412. Верхняя часть реактора без крышки. Видны моторы передвижения регулирующих стержней. Ниже — трубки для подвода воды к рабочим каналам

Вслед за плутонием был получен еще ряд трансурановых элементов вплоть до элемента 107. В природе трансурановые элементы не обнаружены: они все радиоактивны и по сравнению с геологическим возрастом Земли короткоживущи.

3. *Получение радиоактивных веществ*. В действующем реакторе имеют место интенсивные потоки нейтронов, образующихся при реакции деления. Облучая вещества нейтронами внутри реактора, получают различные искусственно-радиоактивные изотопы (ср. реакцию (222.1)). Другим источником радиоактивности в реакторе являются осколки деления урана, большинство которых неустойчиво.

Искусственно-радиоактивные элементы находят много применений в науке и технике. Вещества, испускающие γ-излучение, используются вместо более дорогого радия для просвечивания толстых металлических предметов, для лечения рака и т. д. Свойство больших доз γ-излучения убивать живые клетки микроорганизма используется при консервировании продуктов питания. Радиоактивные излучения начинают использоваться в химической промышленности, так как они способствуют протеканию многих важных химических реакций. Особенно интересен так называемый *метод меченых атомов*. Этот метод использует тот факт, что по химическим и многим физическим свойствам радиоактивный изотоп неотличим от устойчивых изотопов того же элемента. В то же время радиоактивный изотоп

легко может быть опознан по своему излучению (с помощью, например, газоразрядного счетчика). Добавляя к исследуемому элементу радиоактивный изотоп и улавливая в дальнейшем его излучение, мы можем проследить путь этого элемента в организме, в химической реакции, при плавке металла и т. д.

Значение ядерной энергии. Прошло немного лет со времени открытия способа использования ядерной энергии в земных условиях. Открытие это уже дало свои первые плоды. Несомненно, дальнейшее развитие способов получения и использования ядерной энергии создаст новые невиданные возможности для науки, техники, промышленности. Масштаб этих возможностей на нынешнем этапе трудно еще полностью представить. Освобождение ядерной энергии означает колоссальное расширение власти человека над природой при условии, однако, что ядерная энергия будет использована для мирных целей. Советский Союз, обладая атомными и водородными бомбами, борется за использование атомной энергии только для мирных целей, за запрещение атомного и водородного оружия и других средств массового уничтожения людей.

Отметим еще, что создание ядерных реакторов — это один из наиболее значительных плодов науки о внутреннем строении вещества. Излучение невидимых, неосязаемых атомов и атомных ядер привело к вполне осязаемому и зримому практическому результату — освобождению и использованию ядерной энергии, скрытой в уране. Этот успех самым убедительным образом доказывает, что наши научные представления об атоме и атомном ядре являются истинными, т. е. в основном правильно отражают объективную действительность природы.

36. Запишите символически следующие ядерные реакции: а) соударение двух дейтронов между собой, в результате которого образуются две частицы, более легкая из которых — протон; б) то же, но более легкая частица — нейтрон (символ n, масса равна единице, заряд равен нулю); в) соударение протона с ядром изотопа лития с массой 7 с образованием двух α-частиц; г) соударение дейтрона с ядром алюминия с образованием в результате нового ядра и протона.

37. Почему α-частицы, испускаемые радиоактивными препаратами, не могут вызывать ядерных реакций в тяжелых элементах, хотя они вызывают их в легких?

38. Азот облучался в течение 1 ч пучком α-частиц, ускоренных в циклотроне. Найдите количество образовавшегося ^{17}O, если ток в пучке равен 200 мкА и если ядерную реакцию (218.1) вызывает одна α-частица из каждых 100 000 частиц в пучке.

39. Запишите следующие ядерные реакции: а) расщепление γ-квантом дейтрона на протон и нейтрон; б) захват нейтрона протоном с испусканием γ-кванта; в) расщепление γ-квантом ядра $^9_4$Be с образованием двух α-частиц; г) захват нейтрона ядром изотопа азота с массой 14 с испусканием протона; д) соударение ядра бериллия с дейтроном с испусканием нейтрона.

40. Пучок быстрых нейтронов пересекает железную пластинку толщиной 1 см. Найдите долю нейтронов, испытывающих соударение с ядром железа, если радиус последнего $6 \cdot 10^{-15}$ м. *Указание*. Искомая величина равна доле поверхности пластинки, перекрытой ядрами.

41. Применив к упругому удару шаров законы сохранения энергии и импульса, вычислите долю энергии, которую теряет нейтрон при *лобовом* соударении с покоящимся ядром массы A а. е. м. Вычислите максимальную потерю энергии нейтроном при соударении с протоном, ядром углерода и ядром свинца.

42. При столкновении с протоном нейтрон теряет ту или иную долю своей энергии в зависимости от характера столкновения (лобовое, боковое). В *среднем* в результате одного соударения с покоящимся протоном энергия нейтрона уменьшается вдвое. Найдите *среднюю* энергию нейтрона после n соударений с протонами.

43. Найдите *среднее* число соударений с протонами, необходимое для уменьшения энергии нейтрона от 1 МэВ до 1 эВ (см. упражнение 42).

44. Три одинаковые пластинки серебра облучались нейтронами при одинаковых условиях, но продолжительность облучения была разной: 1 мин, 1 ч, 1 сут. Измерения активности [1] ^{108}Ag с периодом полураспада 2,3 мин показали, что активность второй пластинки в несколько раз больше активности первой, а активность третьей пластинки равна активности второй. Объясните этот результат.

45. В камере Вильсона, перегороженной твердой пластинкой, замечен след частицы, пересекающей пластинку (рис. 413). В какую сторону движется частица? Каков знак ее заряда, если силовые линии магнитного поля направлены на нас.

46. Почему радиоактивные вещества, получаемые бомбардировкой устойчивых ядер α-частицами, испытывают электронный распад, если в исходной реакции выделяются протоны, и позитронный распад, если в исходной реакции выделяются нейтроны?

47. Определите минимальную энергию γ-квантов, необходимую для расщепления ядер бериллия и углерода по реакциям

$$^9_4\mathrm{Be} + \gamma \to 2\,^4_2\mathrm{He} + n, \quad ^{12}_6\mathrm{C} + \gamma \to 3\,^4_2\mathrm{He}.$$

Значения масс участвующих в реакциях частиц см. в таблице на с. 563.

48. Ядро $^{238}_{92}$U, испуская α-частицу с энергией 4,2 МэВ, превращается в ядро $^{234}_{90}$Th. Определите массу атома $^{234}_{90}$Th, если масса атома $^{238}_{92}$U равна 238,1249 а. е. м. Масса атома $^4_2$He приведена на с. 563.

49. Наилучшая точность, с которой измерена масса атома или молекулы, составляет одну миллионную долю а. е. м. (0,000001 а. е. м.). Можно ли при этих условиях использовать закон Эйнштейна для расчета выделения энергии при химических реакциях по измеренным значениям масс участвующих в реакции частиц (выделение энергии при химических реакциях не превышает 10 эВ)?

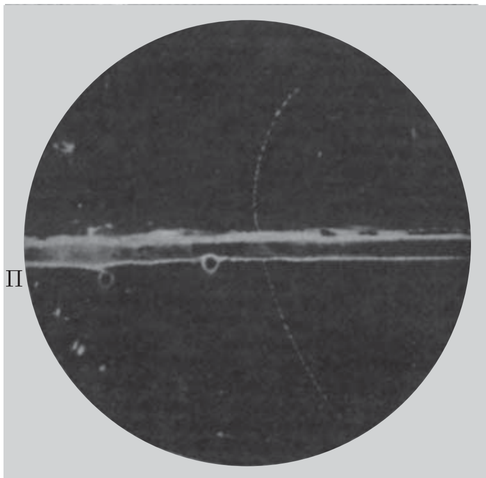


Рис. 413. К упражнению 45. След заряженной частицы в камере Вильсона. Частица пересекла пластинку П. Камера помещалась в магнитном поле, линии которого направлены на нас

50. Какие частицы — позитроны или электроны — будут испускать осколки деления ^{235}U, если одним из них является ^{140}Ba? (Природный барий состоит из изотопов с массами от 130 до 138 а. е. м., природный криптон состоит из изотопов с массами от 78 до 86 а. е. м.)

51. Найдите мощность реактора, в котором делится 1 г ^{235}U в сутки. Полное выделение энергии при делении одного ядра ^{235}U принять равным 185 МэВ.

52. Кинетическая энергия осколков деления составляет 160 МэВ; энергия нейтронов деления — 5 МэВ; энергия β-излучения — 10 МэВ.

Какая приблизительно доля энергии, освобождаемой в реакторе, состоящем из замедлителя и тонких стержней урана, выделяется в уране и какая в замедлителе?

53. В каком случае критическая масса урана в реакторе меньше: когда реактор граничит с воздухом или когда он окружен плотным веществом, слабо поглощающим нейтроны?

54. Из числа вторичных нейтронов, испускаемых при делении урана в реакторе, одна часть гибнет, не вызвав новых делений (вылетает за пределы реактора или захватывается ядрами материалов реактора), другая часть вызывает новые деления ядер урана. Число новых делений, производимых вторичными нейтронами, испущенными при делении одного ядра урана, называется *коэффициентом размножения* реактора (k). Коэффициент размножения показывает, во сколько раз возрастает число делений за время жизни *одного поколения* нейтронов.
Как изменяется со временем мощность реактора, если: а) $k > 1$, б) $k = 1$, в) $k < 1$?

55. В среднем при делении одного ядра урана испускается 2,5 вторичных нейтрона. В реакторе атомной электростанции захват, не приводящий к делению, испытывают 50 % всех нейтронов деления. Определите долю нейтронов деления, вылетающих из этого реактора наружу, если реактор работает с постоянной мощностью.

56. Среднее время жизни одного поколения нейтронов в реакторе равно 0,1 с, коэффициент размножения равен 1,005. Определите время t, в течение которого мощность реактора возрастает от 10^{-6} до 10^{6} Вт.

57. По нефтепроводу качают бензин, а вслед за ним нефть. Предложите способ, как определить момент, когда через данное сечение трубопровода проходит граница раздела бензина и нефти. Пробу из трубопровода не брать.

Глава XXV. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ [1]

§ 230. Общие замечания. Изучая строение вещества, мы убеждаемся, что все многообразие известных нам тел построено в конечном счете из комбинаций трех типов мельчайших частиц — протонов, нейтронов и электронов. Протоны и нейтроны, группируясь, дают атомные ядра. Атомные ядра совместно с электронами образуют атомы, атомы сочетаются в молекулы и т. д.

При современном состоянии науки неизвестно, являются ли электрон, протон и нейтрон простейшими, неразложимыми далее частицами, или же они, подобно атомам, построены из других (неизвестных еще) более фундаментальных частиц. Такие частицы, относительно которых нет доказательств, что они являются составными, принято называть *элементарными частицами*. Помимо электрона, протона и нейтрона известны и другие элементарные частицы.

К их числу прежде всего следует отнести электромагнитные кванты (*фотоны*). Фотоны не входят непосредственно в состав атомов, молекул и т. д., но играют в природе важную роль в качестве агентов, передающих энергию от одних частиц или тел

---

[1] За полтора десятилетия, прошедшие со времени написания этой главы, в физике элементарных частиц произошли очень большие изменения, и приведенные здесь материалы оказались далеко не полными. Поэтому редакция сочла необходимым, ограничившись лишь минимальными уточнениями в самой гл. XXV, дополнить ее небольшой новой гл. XXVI, в которой в сжатой форме отражено новейшее развитие этого важного раздела современной физики.

В главах XXV и XXVI, в отличие от остальных частей «Элементарного учебника», используются единицы, принятые в научной литературе по элементарным частицам: единицей длины является 1 см или 1 ферми (10^{-13} см), единицей энергии — 1 эВ (1 кэВ = 10^3 эВ, 1 МэВ = 10^6 эВ, 1 ГэВ = 10^9 эВ, 1 ТэВ = 10^{12} эВ). Массы и импульсы измеряются в энергетических единицах, т. е., например, масса $m = 1$ ГэВ/c^2 означает такую массу, для которой энергия покоя $mc^2 = 1$ ГэВ. Электрический заряд измеряется в единицах элементарного заряда: $e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Кл. Постоянная Планка в выбранных единицах $h = 4{,}136 \cdot 10^{-24}$ ГэВ $\cdot$ c. Приведем переводные множители в СИ: энергия 1 ГэВ $= 1{,}602 \cdot 10^{-10}$ Дж; импульс 1 ГэВ/$c = 5{,}35 \cdot 10^{-19}$ кг $\cdot$ м/с; масса 1 ГэВ/$c^2 = 1{,}783 \cdot 10^{-27}$ кг $= 1{,}074$ а. е. м.

к другим. В отношении свойств между электронами, протонами и нейтронами, с одной стороны, и фотонами, с другой, имеется различие, но, как мы видели в §§ 209, 223, 224, существует и глубокое единство. Это заставляет нас считать фотон одним из видов элементарных частиц.

Далее, к элементарным частицам относятся *позитрон* и *нейтрино*. Позитрон — двойник электрона, отличающийся от него только знаком электрического заряда. Мы сталкиваемся с позитронами в явлениях искусственной радиоактивности и взаимодействия жестких γ-квантов с веществом (образование пар электрон–позитрон, см. § 223). Нейтрино — нейтральная частица, излучаемая одновременно с электронами или позитронами при β-распаде атомных ядер. Свойства нейтрино будут рассмотрены далее.

Наконец, в ядерных реакциях, вызываемых частицами и γ-квантами очень больших энергий (сотни миллионов и миллиарды электронвольт), наблюдается образование так называемых мезонов и других частиц, причисляемых к элементарным, с которыми мы познакомимся в §§ 232–234.

При анализе свойств элементарных частиц прежде всего бросается в глаза, что элементарные частицы отнюдь не являются неизменяемыми: они испытывают взаимные превращения, переходя друг в друга. Так, γ-квант при определенных условиях превращается в пару электрон–позитрон согласно реакции

$$\gamma \to e^- + e^+. \tag{230.1}$$

Эту реакцию нельзя толковать в том смысле, что γ-квант состоит из электрона и позитрона. Если было бы так, то электрон и позитрон должны были бы объединяться в один γ-квант; в действительности же при аннигиляции электрона и позитрона испускаются два γ-кванта. Следовательно, реакция (230.1) не есть реакция разложения сложной частицы на составные части, а есть реакция превращения одной элементарной частицы (γ-кванта) в другие (электрон и позитрон).

Другим примером взаимного превращения элементарных частиц является β-распад нейтрона (§ 221)

$$n \to p + e^- + \nu. \tag{230.2}$$

Нейтрон самопроизвольно превращается в протон (p), электрон (e^-) и нейтрино (ν). Во многих ядрах наблюдается

обратный процесс — превращение протона в нейтрон, позитрон и нейтрино [1]):

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu. \qquad (230.3)$$

Так как протон переходит в нейтрон, а нейтрон в протон, то это значит, что обе частицы одинаково простые. Как уже отмечалось в § 225 применительно к атомным ядрам, электроны и позитроны образуются в процессе β-распада, а не содержатся заранее в составе нейтрона или протона.

Способность элементарных частиц к взаимным превращениям указывает на сложность их внутреннего строения. Этот вывод подтверждают и другие факты. В качестве примера рассмотрим вопрос о магнитном моменте нейтрона.

Опыты показывают, что электрон, протон, нейтрон, как и многие другие частицы, являются миниатюрными вращающимися волчками, или, как говорят, обладают спином [2]). Хотя спин — это свойство, сходное с вращением вокруг оси, проходящей через центр масс частицы, полной аналогии здесь нет — спиновое вращение, например, нельзя ускорить или замедлить. Особенности свойств спина обусловлены волновой природой частиц.

Вращение электрически заряженной частицы приводит к появлению кругового тока, который придает частице свойства магнитика (см. том II). И действительно, известны многочисленные проявления магнетизма электронов и протонов. Так, например, столь широко используемая в технике способность железа намагничиваться является следствием спинового магнетизма электронов. Магнетизм протонов гораздо слабее, но также получил практические применения.

Более удивительно, что и *нейтрон обнаруживает свойства магнитика*. Это означает, что в *нейтроне содержатся электрические заряды*. Так как в целом нейтрон не заряжен, алгебраическая сумма положительного и отрицательного заряда равна нулю. Но если заряды двух знаков расположены на разных расстояниях от оси вращения, то магнитные поля, создаваемые их движением, компенсироваться не будут, и нейтрон будет намагничен.

---

[1]) Масса покоя протона меньше суммы масс покоя нейтрона и позитрона (массой покоя нейтрино можно пренебречь, см. § 231). Следовательно, согласно закону Эйнштейна энергия покоя продуктов реакции (230.3) *больше* энергии покоя протона. Поэтому реакция (230.3) может идти только при условии сообщения энергии извне. Это условие осуществляется, когда протон входит в состав *неустойчивого* ядра.

[2]) Спин — лат. spin — кружение, верчение.

§ 231. Нейтрино. *Нейтрино* называется незаряженная элементарная частица, которая испускается одновременно с электроном или позитроном при β-распаде атомного ядра.

Подобно нейтрону, также лишенному электрического заряда, нейтрино практически не взаимодействует с электронами и не производит заметной ионизации среды. Нейтрон, однако, легко обнаруживается по своему действию на атомные ядра (ядерные реакции, передача энергии при столкновении, см. § 221). Нейтрино же и с ядрами взаимодействует крайне слабо; до недавнего времени ядерных реакций под действием нейтрино на опыте установить не удавалось.

Как же стало известно о существовании нейтрино, если они так неуловимы?

Если бы при β-распаде испускались только лишь электроны, то для данного радиоактивного изотопа энергия всех β-электронов была бы одна и та же. Действительно, она равнялась бы разности внутренних энергий исходного атомного ядра и конечного ядра + электрон [1]). Разность же эта постоянна, ибо опыт показывает, что все ядра данного изотопа имеют одну и ту же массу и, значит, одну и ту же внутреннюю энергию. На деле, однако, оказывается, что энергия β-электрона принимает всевозможные значения от нуля до некоторого максимального значения W_0. Важно, что это максимальное значение как раз равно выделению внутренней энергии при распаде, о котором говорилось выше. Чтобы не войти в противоречие с законом сохранения энергии, приходится предположить, что при β-распаде в паре с электроном образуется еще одна частица — нейтрино, которая уносит энергию, дополняющую энергию электрона до W_0. Если нейтрино уносит энергию, близкую к W_0, то энергия электрона близка к нулю; если энергия нейтрино мала, то, наоборот, энергия электрона близка к W_0, и т. д.

Детальное изучение процесса β-распада дало и другие столь же убедительные доказательства испускания нейтрино в этом процессе, а также позволило оценить массу покоя нейтрино. Она оказалась меньше одной десятитысячной доли массы покоя электрона.

В 1956 г. после многолетних усилий удалось обнаружить на опыте ядерную реакцию поглощения нейтрино (ν) протоном

[1]) Кинетическая энергия, сообщаемая при β-распаде тяжелому конечному ядру, ничтожно мала по сравнению с энергией электрона.

с превращением последнего в нейтрон и позитрон:

$$p + \nu \to n + e^{+}. \tag{231.1}$$

Источником нейтрино в этих экспериментах служил мощный ядерный реактор, в котором нейтрино образуются при β-распаде осколков деления урана. В дальнейшем на ускорителях наблюдались и другие реакции, вызываемые нейтрино (см. § 233).

Большой интерес представляют эксперименты по обнаружению так называемых солнечных нейтрино. Они позволяют проверить справедливость существующих представлений о строении Солнца и о ядерных процессах, идущих в его недрах. Реакция слияния четырех протонов, являющаяся, как считают, источником солнечной энергии (см. § 226), сопровождается испусканием двух нейтрино на каждое образующееся ядро гелия. Нейтрино столь слабо взаимодействует с веществом, что подавляющая их часть пронизывает всю толщу Солнца и выходит в космическое пространство.

Некоторая доля нейтрино, доходящих до Земли, проявит себя, вызвав ядерные реакции в специальном детекторе. Из-за слабости взаимодействия эта доля крайне мала и опыты по обнаружению солнечных нейтрино трудны и дороги. Однако их удалось выполнить и зарегистрировать нейтрино, испускаемые из недр Солнца.

§ 232. Ядерные силы. Мезоны. В § 225 было введено понятие о ядерных силах, т. е. особых силах, действующих между частицами, образующими атомные ядра, — нейтронами и протонами. Опыты (например, изучение ядерных реакций, вызываемых быстрыми нейтронами и протонами) привели к заключению, что ядерные силы взаимодействия между парами частиц протон–протон, нейтрон–протон, нейтрон–нейтрон одинаковы. В явлениях, зависящих только от ядерных сил, нейтрон и протон ведут себя одинаково; различие свойств нейтрона и протона, выраженное в чуть большей массе первого и электрическом заряде второго, в таких явлениях не играет заметной роли. Чтобы подчеркнуть тождественность свойств нейтрона и протона по отношению к ядерным силам, эти две частицы объединяют общим термином *нуклон* [1]. Говоря «нуклон», мы подразумеваем нейтрон или протон.

Наиболее характерной особенностью ядерных сил является *короткодействие* — они достигают очень большого значе-

[1] Нуклон — т. е. ядерная частица (лат. nucleus — ядро).

ния при сближении нуклонов на расстояние порядка 10^{-13} см, но при увеличении этого расстояния всего в несколько раз так сильно спадают, что практически ими можно пренебречь. В этом отношении ядерные силы не похожи на электрические силы или силы тяготения, которые изменяются плавно (обратно пропорционально квадрату расстояния между частицами). Они напоминают скорее силы, возникающие при соприкосновении резиновых шариков.

Потенциальную энергию электрического взаимодействия двух протонов можно вычислить по формуле (206.1) с измененным знаком (протоны отталкиваются!). При расстоянии между протонами $r = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ см имеем ($e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл):

$$W = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r} \approx 1 \text{ МэВ}.$$

Опыты показывают, что потенциальная энергия ядерного взаимодействия двух нуклонов при сближении до такого расстояния составляет около 50 МэВ (если считать ее равной нулю при бесконечном расстоянии).

Таким образом, на малых расстояниях ядерное взаимодействие округленно на два порядка (т. е. в 10^2 раз) сильнее электрического. При больших расстояниях между протонами, например в молекуле H_2 ($r \approx 10^{-8}$ см), положение обратное: ядерное взаимодействие протонов оказывается ничтожно слабым по сравнению с электромагнитным.

Как передается ядерное взаимодействие от одного нуклона к другому?

Теория относительности Эйнштейна утверждает, что никакие взаимодействия между частицами не могут передаваться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Допустим, одна из двух взаимодействующих частиц быстро изменила свое положение. Вторая частица «почувствует» изменение силы взаимодействия, вызванное смещением первой частицы, с запозданием, пропорциональным расстоянию между частицами. Запаздывание может быть много больше длительности перемещения частицы — частица давно остановилась, но в окружающем пространстве еще что-то происходит, что позже скажется на второй частице. Это означает, что существует некоторый агент, переносящий взаимодействие. В случае взаимодействия заряженных частиц такой агент нам хорошо знаком — это электромагнитное поле. Наряду с полями, связанными с электрическими зарядами, существуют и свободные электромагнитные

поля — распространяющиеся электромагнитные волны (радиоволны, свет, рентгеновское и γ-излучения). Мы знаем, что такие свободные поля являются потоками электромагнитных квантов — фотонов.

Аналогично, другим видам взаимодействия — всемирному тяготению, ядерному взаимодействию — соответствуют свои поля — *поле тяготения* (*гравитационное поле*), *поле ядерных сил*.

Нуклон создает в окружающем пространстве поле ядерных сил, и это поле действует на другие нуклоны, попадающие в сферу его влияния. Как уже отмечалось, радиус сферы сильного взаимодействия очень мал: 10^{-13}–10^{-12} см.

В 1935 г. японский физик Хидэки Юкава (1907–1981) предположил, что подобно электромагнитному полю ядерное поле бывает не только связанным, но и свободным, т. е. существуют *кванты ядерного поля*. Он показал, что малый радиус действия ядерного поля связан с тем, что кванты этого поля обладают отличной от нуля массой покоя. Чем больше масса покоя, тем меньше сфера действия сил. Наблюдаемый радиус действия порядка 10^{-13} см означает, что масса покоя квантов в 200–300 раз больше массы покоя электрона.

Примерно через 10 лет после предсказания Юкавы при исследовании космических лучей (см. § 237) были открыты частицы, названные *пи-мезонами* (π), которые, как показали дальнейшие исследования, и являются квантами ядерного поля [1]). Существуют три вида π-мезонов, различающихся электрическим зарядом: положительно заряженные π-мезоны (π^+), нейтральные (π^0) и отрицательно заряженные (π^-). Массы покоя π^0-, π^+- и π^--мезонов близки и составляют примерно 270 масс покоя электрона. Подобно тому как электромагнитные кванты излучаются при торможении зарядов, ядерные кванты — π-мезоны — излучаются при торможении нуклонов, т. е. при соударениях нуклонов друг с другом.

Приведем простейшие примеры реакций рождения π-мезонов:

$$n + p \to n' + p' + \pi^0,$$
$$n + p \to n' + n'' + \pi^+,$$
$$n + p \to p' + p'' + \pi^-.$$

[1]) Мезон (лат. meson — промежуточный) — частица с массой, промежуточной между массами электрона и нуклона.

Здесь символы n и p обозначают нейтрон и протон; n, n', n''; p, p', p'' — нуклоны, отличающиеся состоянием движения (величиной и направлением скорости). Указанные реакции, как и вообще все известные физические процессы, удовлетворяют закону сохранения электрического заряда.

По закону Эйнштейна излучение π-мезона требует затраты энергии, не меньшей энергии покоя π-мезона, равной $mc^2 \approx$ ≈ 140 МэВ. Ввиду этого процессы рождения π-мезонов наблю-

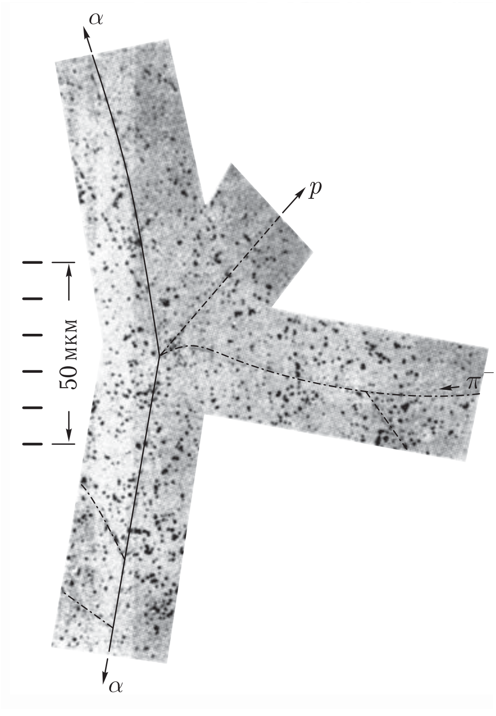


Рис. 414. Расщепление ядра углерода при захвате π^--мезона. Микрофотография следов частиц, запечатленных в фотоэмульсии (см. § 235). π^--мезон, затормозившись в фотоэмульсии, притягивается положительно заряженным атомным ядром и захватывается одним из его протонов ($\pi^- + p \to n$). При этом освобождается значительная энергия (~ 138 МэВ) и ядро расщепляется. На снимке видны заряженные продукты расщепления — быстрые α-частицы и протон; нейтроны следов не оставили. Общее уравнение реакции ${}^{12}_{6}\mathrm{C} + \pi^- \to 2{}^{4}_{2}\mathrm{He} + p + 3n$

даются только при столкновениях частиц, обладающих весьма большой энергией. Пи-мезоны, аналогично световым квантам, способны также поглощаться нуклонами, отдавая им свою

кинетическую энергию, энергию покоя и электрический заряд (рис. 414).

Пи-мезоны не стабильны. Нейтральный π-мезон через время порядка 10^{-16} с распадается на два γ-кванта. π^+- и π^--мезоны в среднем через 30 нс ($30 \cdot 10^{-9}$ с) превращаются соответственно в положительный мюон (обозначается μ^+) и нейтрино и в отрицательный мюон (μ^-) и нейтрино.

Мюоны — это частицы с массой покоя, равной 207 масс покоя электрона, и средним временем жизни 2 мкс ($2 \cdot 10^{-6}$ с). Мюоны превращаются в электрон или позитрон и два нейтрино (рис. 415).

Мюоны были открыты раньше, чем π-мезоны, и их вначале приняли за ядерные кванты. Это представление было вскоре отброшено, так как выяснилось, что мюоны крайне слабо взаимодействуют с нуклонами.

Вслед за π-мезонами было открыто несколько видов еще более тяжелых и менее стабильных мезонов, сильно взаимодействующих с ядрами. Так же как и π-мезоны, их следует считать квантами поля ядерных сил. Как видно, ядерное поле является весьма сложным; полной теории этого поля пока еще нет.

§ 233. Частицы и античастицы. В конце двадцатых годов нашего века только что развитая квантовая механика (см. § 210) была совместно с теорией относительности (см. § 199) применена к объяснению свойств электрона. Последовало неожиданное заключение: должен существовать положительно заряженный двойник электрона! И действительно, через несколько лет такая частица была открыта — это известный нам позитрон. Открытие позитрона было триумфом современной физической теории.

Позитрон называют *античастицей* электрона. Частица (электрон) и античастица (позитрон) различаются только знаком электрического заряда; остальные их свойства — масса покоя, абсолютная величина заряда, спин (т. е. внутреннее вращение, см. § 230) — в точности совпадают. Дальнейшее развитие квантовой теории привело к выводу, что, за исключением нескольких нейтральных частиц (фотон, π^0-мезон), *каждая частица должна иметь противоположно заряженный двойник — античастицу.*

В предыдущем параграфе мы познакомились с двумя парами таких двойников — это π^+- и π^--мезоны и мюоны μ^+ и μ^-. Опыт показывает, что, как и в паре электрон–позитрон, частица и античастица в каждой из этих пар обладают одинаковыми свойствами — их массы и периоды полураспада равны.

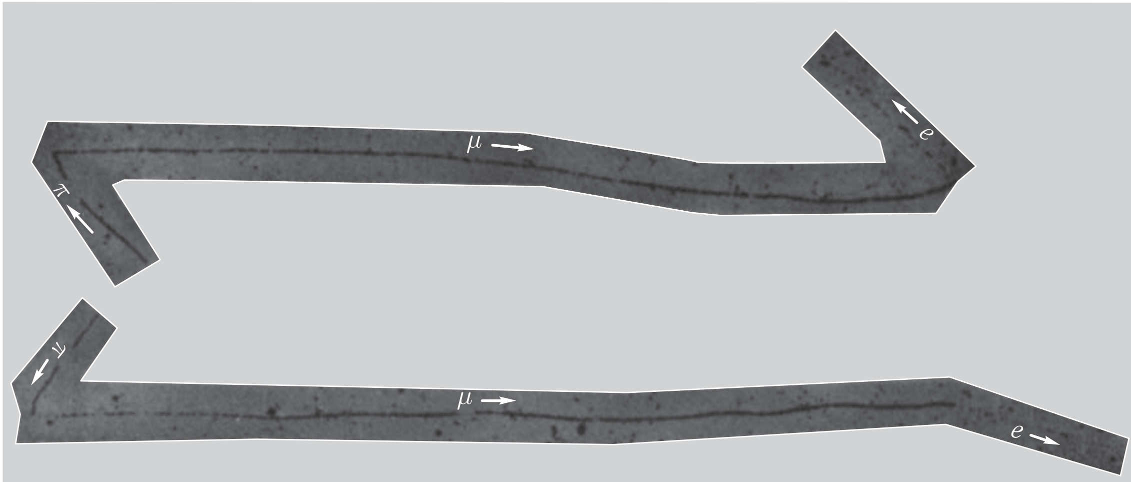


Рис. 415. Два случая распада π-мезона, зарегистрированные в фотоэмульсии. π-мезон останавливается и распадается по схеме $\pi \rightarrow \mu + \nu$ (левая часть снимка); нейтрино следа не оставляет. Образовавшийся мюон, пройдя путь около 0,6 мм, также останавливается и распадается по схеме $\mu \rightarrow e + 2\nu$. Быстрые частицы слабее ионизуют и образуют менее плотные следы — ср. след электрона и начальный участок пути мюона. Заряды частиц в данном опыте определить нельзя, но скорее всего они положительные: в фотоэмульсиях π^{-}-мезоны обычно поглощаются ядрами, не успевая распасться. Напротив, π^{+}-мезоны ядрами отталкиваются и им после торможения остается только распасться

Для нуклонов теория также предсказывает существование античастиц — антипротонов и антинейтронов (антинуклонов). Не следует удивляться, что у нейтрона, полный электрический заряд которого равен нулю, есть отличная от него самого античастица. Ведь мы уже видели раньше, что нейтрон нельзя считать нейтральной частицей. Он характеризуется сложным внутренним распределением заряда, и это проявляется, в частности, в том, что у нейтрона есть магнитный момент. Магнитные моменты нейтрона и антинейтрона оказываются направленными противоположно по отношению к направлению их спинов.

Помимо электрического заряда и магнитного момента, у нуклонов есть еще одна важная внутренняя характеристика (квантовое число), отличающая их от антинуклонов. Существование такой характеристики, которую условно можно также назвать некоторым «зарядом» — *барионным зарядом* B, — следует уже из стабильности нуклонов. Действительно, нуклоны, несмотря на свою большую массу, не распадаются очень быстро на легкие частицы (электроны, γ-кванты, π-мезоны), хотя из энергетических соображений подобные распады, казалось, могли бы идти. Такая стабильность нуклонов и заставила предположить, что у них есть какое-то сохраняющееся квантовое число, получившее название барионного заряда, которого нет у легких частиц. Поэтому распад нуклонов на легкие частицы оказывается запрещенным.

Нуклонам приписывается значение барионного заряда $B = +1$. Тогда у антинуклонов барионный заряд будет $B = -1$.

Итак, антипротон характеризуется электрическим зарядом -1 (в единицах элементарного заряда) и барионным зарядом $B = -1$. У антинейтрона электрический заряд нуль, и $B = -1$. Антипротон, как и протон, должен быть стабильным и должен обладать такой же массой. Антинейтрон должен иметь массу нейтрона и аналогично ему быть неустойчивым — превращаться путем β-перехода в антипротон.

В земных условиях антинуклоны длительно существовать не должны, так как они, подобно позитронам, аннигилируют, объединяясь с нуклонами и превращаясь, как правило, в кванты ядерного поля — π-мезоны.

Опыты показывают, что *при любых превращениях частиц суммарный барионный заряд сохраняется* подобно электрическому. Поэтому в ядерных реакциях, учитывая сохранение обоих зарядов, антинуклон может образоваться только в паре с нуклоном. Такие реакции могут вызываться частицами с энергией

в миллиарды электронвольт, превосходящей энергию покоя пары нуклон–антинуклон (см. упражнение 58 в конце главы).

В 1955–1956 гг., через несколько лет после вступления в строй первого ускорителя на 6 ГэВ, группе американских физиков удалось обнаружить процессы образования антипротонов и антинейтронов на опыте. Эксперименты не только надежно доказали их существование, но и подтвердили предсказания теории относительно их свойств. Рис. 416 и 417 иллюстрируют, как антинуклоны изучаются при помощи пузырьковой камеры (см. § 235).

В последующие годы среди продуктов ядерных реакций частиц высокой энергии были обнаружены *антидейтроны* (атомные ядра, состоящие из антипротона и антинейтрона). Теоретически из антипротонов и антинейтронов можно строить всевозможные ядра (или, точнее, *антиядра*), отличающиеся от обычных протонно-нейтронных ядер лишь отрицательным знаком электрического (и барионного) заряда [1]). Присоединяя позитроны, такие антиядра должны образовывать атомы, столь же устойчивые, как и обычные земные атомы. Это означает, что может существовать *антивещество*, построенное из антинуклонов и антиэлектронов, т. е. позитронов.

Астрофизические наблюдения до сих пор не обнаружили в видимой части Вселенной сколько-нибудь заметного присутствия антивещества. Пока нельзя с уверенностью сказать, чтó это: результат ли недостаточной точности наблюдений или же Вселенная действительно асимметрична, т. е. построена только из вещества, хотя антивещество, казалось бы, нисколько не худший строительный материал.

В предыдущем изложении мы говорили о нейтрино как о единой частице. Работы последних лет доказали существование нескольких [2]) разновидностей *нейтрино*. При β-распаде нейтронов и протонов образуются электроны e^- и позитроны e^+. Частицу, испускаемую вместе с электроном, условились называть *электронным антинейтрино* $\widetilde{\nu}_e$. Тогда частицу, испускаемую вместе с позитроном, следует называть *электронным нейтрино* ν_e. С учетом этого реакции β-распада (230.2) и (230.3) записываются следующим образом:

$$n \to p + e^- + \widetilde{\nu}_e, \tag{233.1}$$

$$p \to n + e^+ + \nu_e. \tag{233.2}$$

[1]) В 1970 г. в Институте физики высоких энергий в Серпухове были синтезированы ядра антигелия-3, т. е. ядра, состоящие из двух антипротонов и одного антинейтрона. Затем были получены также ядра антитрития-3, состоящие из одного антипротона и двух антинейтронов.

[2]) Более точно и подробно см. § 242.

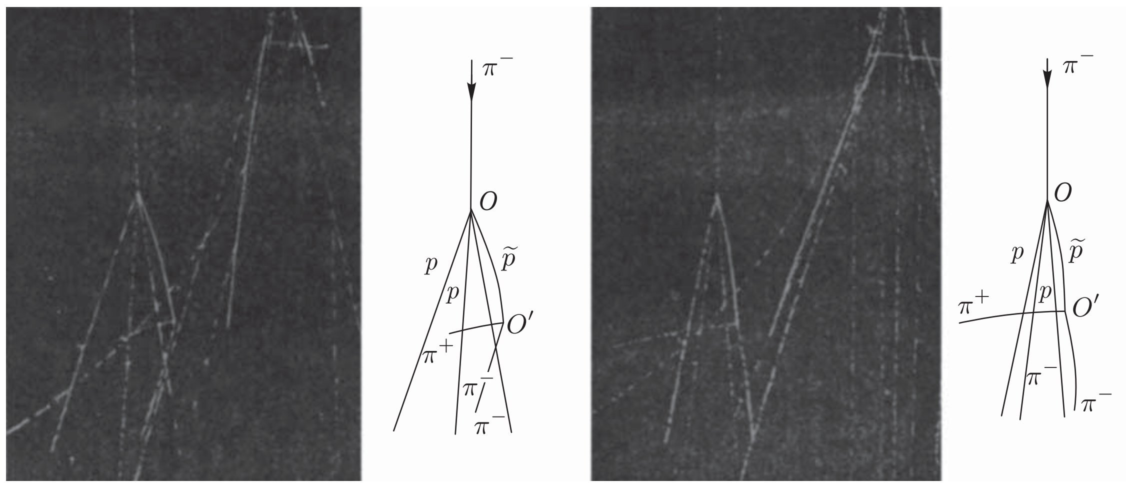


Рис. 416. Образование и аннигиляция антипротона. Стереофотография следов в пузырьковой камере с жидким пропаном C_3H_8. Камера облучалась пучком π-мезонов с энергией 7 ГэВ от ускорителя протонов на 10 ГэВ в Дубне (π-мезоны возникали при взаимодействиях протонов в бериллии). В точке O (см. схему справа от фотографии) π-мезон, сталкиваясь с протоном, образует пару протон (p)–антипротон ($\widetilde{p}$) (реакция $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + p + \widetilde{p}$). Камера находилась в магнитном поле; кривизна следа $\widetilde{p}$ указывает, что эта частица заряжена отрицательно. В точке O' антипротон сталкивается с протоном и аннигилирует; при этом возникают π^+- и π^--мезоны, а также, как следует из анализа снимков с учетом законов сохранения энергии и импульса, π^0-мезон, не давший следа в камере



Рис. 417. Образование и аннигиляция антинейтрона. Пропановая пузырьковая камера облучалась пучком антипротонов, образованных при соударениях протонов с энергией 6 ГэВ с бериллиевой мишенью. След одного из антипротонов внезапно обрывается (верхняя стрелка), хотя другие антипротоны той же энергии пересекают всю камеру. Это можно объяснить только тем, что произошла реакция $\widetilde{p} + p \to \widetilde{n} + n$. Антинейтрон и нейтрон летят в направлениях, близких к направлению полета антипротона, так как он передал им свой импульс, но не оставляют следов в камере. В точке, на которую указывает нижняя стрелка (она лежит приблизительно на продолжении следа антипротона), антинейтрон соударяется с протоном или ядром; заряженные продукты аннигиляции (в основном π-мезоны) образуют на снимке «звезду». По искривлению следов в магнитном поле можно судить, что испускаются как положительные, так и отрицательные частицы

Прибавляя к уравнению (233.2) слева и справа по $\widetilde{\nu}_e$ и аннигилируя в правой части нейтрино ν_e и антинейтрино $\widetilde{\nu}_e$ (освобождающаяся энергия поглощается позитроном), приходим к реакции (231.1) [1], но уже в более точном написании

$$\widetilde{\nu}_e + p \to n + e^+. \qquad (233.3)$$

[1] Это рассуждение носит очень общий характер. С его помощью легко показать, что *любые* частицы можно переносить из правой части любой реакции в левую часть (или наоборот), заменяя их при этом на античастицы.

Аналогично из (233.1) следует

$$\nu_e + n \to p + e^-. \tag{233.4}$$

Являются ли нейтрино ν_e и антинейтрино $\widetilde{\nu}_e$ одинаковыми или разными частицами? Ответ на этот вопрос должен дать эксперимент. Мы уже знакомы с частицами с нулевым электрическим зарядом, которые отличны от своих античастиц — это нейтроны и антинейтроны, различающиеся знаком барионных зарядов. Но существуют незаряженные частицы и другого типа, тождественные своим античастицам — например фотоны или π^0-мезоны, получившие поэтому название *истинно нейтральных частиц*. Опыты, проведенные на пучках антинейтрино ядерного реактора [1], показали, что реакция поглощения $\widetilde{\nu}_e$ протонами (233.3) действительно наблюдается (см. § 231). Но поглощение $\widetilde{\nu}_e$ нейтронами обнаружить не удалось. Именно этого и следовало ожидать, если электронные нейтрино и антинейтрино — разные частицы (тогда при взаимодействии с нейтронами могут поглощаться ν_e, но не $\widetilde{\nu}_e$!). Таким образом, из прямого эксперимента следует, что *электронные нейтрино ν_e и антинейтрино $\widetilde{\nu}_e$ отличаются друг от друга* и не являются поэтому истинно нейтральными частицами. Дальнейшие исследования показали, что нейтрино, образующиеся при распаде π-мезонов вместе с мюонами, отличаются от нейтрино, образующихся в β-распадах (233.1) и (233.2) вместе с электронами.

Реакцию распада π^+-мезона на мюон и нейтрино теперь следует писать в виде $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ [2]. Прибавляя справа и слева по μ^- и по нейтрону, аннигилируя μ^+ и μ^- и объединяя $n + \pi^+ \to p$, приходим к реакции

$$\mu^- + p \to n + \nu_\mu.$$

Очевидно, должна идти и обратная реакция

$$\nu_\mu + n \to p + \mu^-.$$

Эта реакция наблюдалась экспериментально с помощью ускорителей на пучках нейтрино ν_μ, образующихся при распаде π^+-мезонов. Эти пучки не вызывали, однако, реакций (233.3) и (233.4). Отсюда и был сделан вывод о различии мюонных и электронных нейтрино.

Экспериментально было показано также, что мюонные нейтрино и антинейтрино ν_μ и $\widetilde{\nu}_\mu$ отличаются друг от друга. Более подробно и полно о разных типах нейтрино см. в § 242.

§ 234. Частицы и взаимодействия. В настоящее время представляется, что в с е р а з н о о б р а з и е я в л е н и й, р а з ы г-

[1] В ядерных реакторах происходит β^--распад осколков деления урана, «перегруженных» нейтронами (т. е. β^--распад нейтронов). Поэтому реакторы — интенсивные источники антинейтрино $\widetilde{\nu}_e$.

[2] Частица ν_μ получила название мюонного нейтрино. *Мюонное антинейтрино* $\widetilde{\nu}_\mu$ образуется при распаде $\pi^- \to \mu^- + \widetilde{\nu}_\mu$.

рывающихся во Вселенной на всех ее уровнях, — микромир, жизнь, звезды, галактики — определяется игрой всего лишь *четырех* взаимодействий. Два из них были известны еще классической физике — это *гравитация* (всемирное тяготение) и *электромагнитное взаимодействие*. Два других взаимодействия — *ядерное*, или как его часто называют *сильное*, и так называемое *слабое* — являются короткодействующими и поэтому непосредственно не сказываются не только на движениях макроскопических тел, но и на свойствах атомов и молекул. Они проявляются лишь в ядерных явлениях и в превращениях элементарных частиц. О сильном взаимодействии уже говорилось в § 232. *Слабое взаимодействие* — это *особое* взаимодействие, выступающее во всех процессах, в которых участвуют нейтрино, например в захвате нейтрино ядрами, в β-распаде, распаде π^+-, π^--мезонов и мюонов.

Силу взаимодействия двух частиц можно охарактеризовать потенциальной энергией при их сближении на некоторое расстояние. Сравним между собой энергии сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий двух протонов на расстоянии $r \approx 10^{-13}$ см, когда сильные взаимодействия проявляются практически уже в полной мере. В § 232 приводились соответствующие оценки для энергии электрического (~ 1 МэВ) и сильного (~ 50 МэВ) взаимодействий между этими частицами. Энергия их слабого взаимодействия составляет величину порядка 10^{-6} эВ. Для того чтобы рассчитать потенциальную энергию гравитационного взаимодействия между протонами, воспользуемся формулой (125.10) 1-го тома $W = -Gm_p^2/r$ ($G = 6{,}7 \times 10^{-11}$ Н $\cdot$ м^2/кг^2 — гравитационная постоянная; $m_p = 1{,}67 \times 10^{-27}$ кг — масса протона, $r = 10^{-15}$ м — расстояние между протонами; протоны рассматриваются как материальные точки). Тогда

$$|W| = G\frac{m_p^2}{r} = 6{,}7 \cdot 10^{-11}\frac{(1{,}67 \cdot 10^{-27})^2}{10^{-15}} \text{ Дж} = 1{,}87 \cdot 10^{-49} \text{ Дж} = \frac{1{,}87 \cdot 10^{-49}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} \text{ эВ} \approx 10^{-30} \text{ эВ}.$$

Эта энергия крайне мала, и существенных проявлений гравитации в явлениях микромира до настоящего времени не найдено.

Итак, энергии фундаментальных взаимодействий относятся примерно следующим образом: сильное: электромагнитное: слабое: гравитационное $= 1 : 10^{-2} : 10^{-14} : 10^{-38}$.

Важную роль в физике элементарных частиц играют представления о времени, характерном для того или иного явления. Установим прежде всего временной масштаб для процессов, обусловленных сильными взаимодействиями. Для оценки этого

масштаба рассмотрим ядерные столкновения быстрых частиц (имеющих скорость, сравнимую со скоростью света c). Так как радиус действия ядерных сил $r \sim 10^{-12}$–10^{-13} см, то время такого сильного взаимодействия будет характеризоваться величиной $r/c \sim 10^{-22}$–10^{-23} с. Это означает также, что если распады частиц обусловлены сильными взаимодействиями, то соответствующие времена жизни будут составлять именно такую очень малую величину (короткоживущие частицы). Если «сильные распады» по каким-либо причинам происходить не могут и частица распадается под действием электромагнитных сил, то ее время жизни будет лежать в пределах 10^{-16}–10^{-20} с. Для «слабых распадов» соответствующие времена имеют масштаб 10^{-8}–10^{-13} с. Поэтому частицы, распадающиеся только благодаря слабым взаимодействиям, в мире элементарных частиц рассматриваются как долгожители.

Из четырех известных взаимодействий — гравитационного, слабого, электромагнитного и сильного — универсальным является только гравитационное — всемирному тяготению подвержены все частицы без исключений.

Частицы разбиваются на классы по характеру взаимодействий, в которых они участвуют.

В первый класс отнесена только одна частица — фотон [1]. Фотон взаимодействует (испускается, поглощается) с электрическими зарядами, т. е. обладает электромагнитным взаимодействием. Сильное и слабое взаимодействия фотону *не* свойственны.

Ко второму классу отнесены так называемые *лептоны* [2] — электрон, мюон, нейтрино и их античастицы. Объединяет лептоны то, что все они обладают слабым, но не обладают сильным взаимодействием. Заряженные лептоны (электрон, мюон) подвержены, разумеется, и электромагнитному взаимодействию [3].

Третий, самый обширный класс образуют так называемые *адроны* [4] — сильно взаимодействующие частицы. Адронам свойственны все четыре известных взаимодействия.

[1] К фотонам близки и другие частицы — глюоны, промежуточные бозоны (см. § 242).

[2] Лептоны — греч. leptós — легкий.

[3] Согласно новейшим теориям электромагнитное и слабое взаимодействия представляют собой различные проявления более общего так называемого электрослабого взаимодействия.

[4] Адроны — греч. hadrós — большой, сильный.

Первую подгруппу адронов образуют *мезоны* — сильно взаимодействующие частицы, не обладающие *барионным* з а р я д о м. Как отмечалось, их следует рассматривать как кванты ядерного поля (поля сильного взаимодействия).

Вторую подгруппу составляют *барионы* — частицы, обладающие *барионным* зарядом (см. § 233).

Самые легкие барионы — нуклоны (нейтрон и протон) — устойчивы (нейтрон устойчив в ядрах) и вместе с электроном служат кирпичиками вещества. В конечном счете это обусловлено законом сохранения барионного заряда, который позволяет бариону исчезнуть только в паре с антибарионом. Сохранение барионного заряда делает невозможным, например, разрушение атомов путем аннигиляции протона с электроном (превращения в γ-кванты или мезоны). Так как в нашем мире антибарионов практически нет, нуклоны исчезать не могут. В этом отношении они сильно отличаются от фотонов и мезонов, которые в конечном счете исчезают (поглощаются или распадаются), передавая свою энергию (а заряженные мезоны — и электрический заряд) лептонам или нуклонам. В последние годы были открыты сотни более тяжелых и менее устойчивых мезонов и барионов. Были найдены закономерности в их характеристиках — массах, способах образования и распада и т. п. [1]). Однако последовательной теории, которая описывала бы свойства адронов так же успешно, как квантовая теория описывает атомы и молекулы, еще нет. Нет также и ответа на более фундаментальный вопрос — почему существуют именно т а к и е элементарные частицы (электрон, протон, фотон, нейтрино и т. д.) с т а к и м и свойствами.

§ 235. Детекторы элементарных частиц. В гл. XXIII мы познакомились с приборами, служащими для обнаружения микрочастиц, — камерой Вильсона, счетчиком сцинтилляций, газоразрядным счетчиком. Эти детекторы, хотя и применяются в исследованиях элементарных частиц, однако не всегда удобны. Дело в том, что наиболее интересные процессы взаимодействия, сопровождающиеся взаимными превращениями элементарных частиц, происходят весьма редко. Частица должна встретить на своем пути очень много нуклонов дли электронов, чтобы произошло интересное столкновение. Практически она должна пройти в плотном веществе путь, измеряемый десятками сантиметров — метрами (на таком пути заряженная частица с энергией в мил-

[1]) Более подробно о свойствах адронов см. § 239.

лиарды электронвольт теряет вследствие ионизации только часть своей энергии).

Однако в камере Вильсона или газоразрядном счетчике чувствительный слой (в пересчете на плотное вещество) крайне тонок. В связи с этим получили применение некоторые другие методы регистрации частиц.

Очень плодотворным оказался фотографический метод. В специальных мелкозернистых фотоэмульсиях каждая заряженная частица, пересекающая эмульсию, оставляет след, который после проявления пластинки обнаруживается под микроскопом в виде цепочки черных зерен. По характеру следа, оставленного частицей в фотоэмульсии, можно установить природу этой частицы — ее заряд, массу, а также энергию. Фотографический метод удобен не только из-за того, что можно использовать толстые слои вещества, но и потому, что в фотопластинке, в отличие от камеры Вильсона, следы заряженных частиц не исчезают вскоре после пролета частицы. При изучении редко случающихся событий пластинки могут экспонироваться длительное время; это особенно полезно в исследованиях космических лучей. Примеры редких событий, запечатленных в фотоэмульсии, приведены выше на рис. 414, 415; особенно интересен рис. 418.

Другой замечательный метод основан на использовании свойств *перегретых жидкостей* (см. том I, § 299). При нагреве очень чистой жидкости до температуры, даже чуть большей температуры кипения, жидкость не вскипает, так как поверхностное натяжение препятствует образованию пузырьков пара. Американский физик Дональд Глезер (р. 1926) заметил в 1952 г., что перегретая жидкость мгновенно вскипает при достаточно интенсивном γ-облучении: добавочная энергия, выделяемая в следах быстрых электронов, создаваемых в жидкости γ-излучением, обеспечивает условия для образования пузырьков.

На основе этого явления Глезер разработал так называемую жидкостную *пузырьковую камеру*. Жидкость при повышенном давлении нагревается до температуры, близкой, но меньшей температуры кипения. Затем давление, а с ним и температура кипения понижаются и жидкость оказывается перегретой. Вдоль траектории заряженной частицы, пересекающей в этот момент жидкость, формируется след пузырьков пара. При подходящем освещении он может быть запечатлен фотоаппаратом. Как правило, пузырьковые камеры располагают между полюсами сильного электромагнита, магнитное поле искривляет траектории частиц. Измеряя длину следа частицы, радиус его кривизны, плотность

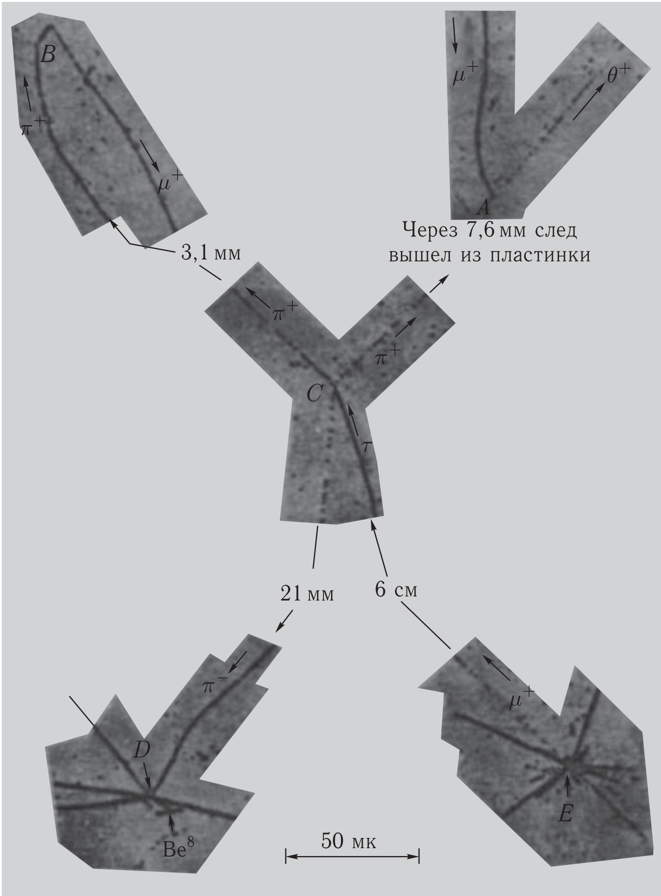


Рис. 418. Превращения частиц, зафиксированные в стопке фотоэмульсий, облученной космическими лучами. В точке E невидимая быстрая нейтральная частица вызвала расщепление одного из ядер фотоэмульсии и образовала мезоны («звезда» из 21 следа). Один из мезонов, K^+-мезон, пройдя путь около 6 см (на снимке приведены лишь начало и конец следа; при использованном на фотографии увеличении длина всего следа была бы 30 м), остановился в точке C и распался по схеме $K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$. π^--мезон, след которого направлен вниз, в точке D захватился ядром ^{16}O, вызвав его расщепление. Одним из осколков расщепления было ядро ^{8}Li, которое путем β-распада превратилось в ядро ^{8}Be, мгновенно распадающееся на две летящие в противоположные стороны α-частицы — на снимке они образуют «молоток», π^+-мезон, остановившись, превратился в μ^+-мюон (и нейтрино) (точка B). Окончание следа μ^+-мюона приведено в правом верхнем углу рисунка; виден след позитрона, образованного при распаде $\mu^+ \to e^+ + 2\nu$

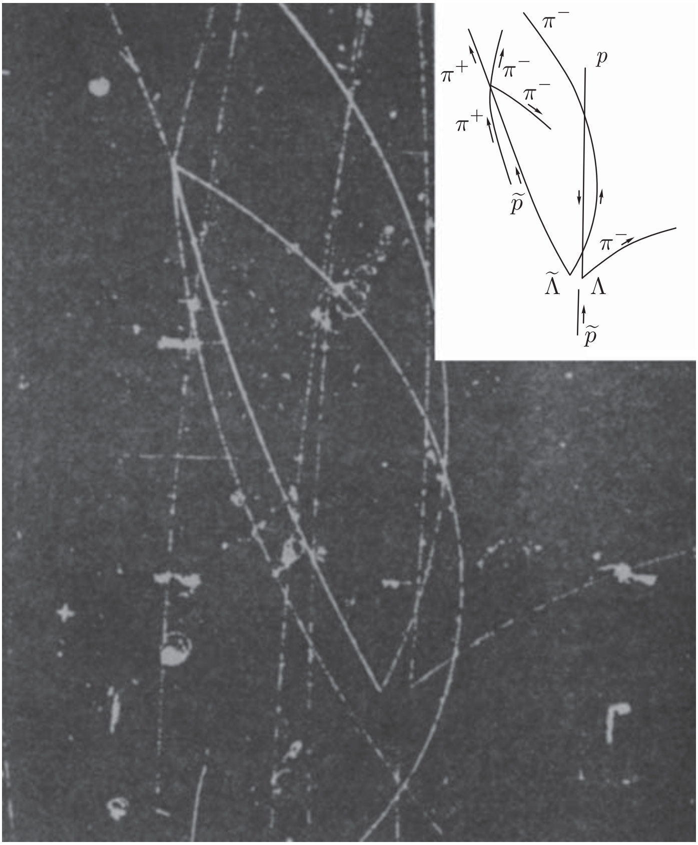


Рис. 419. Образование и распад Λ-гиперонов. В водородной пузырьковой камере, находившейся в магнитном поле и облученной антипротонами, зафиксирована реакция $\widetilde{p} + p \to \widetilde{\Lambda} + \Lambda$. Она произошла в точке окончания следа $\widetilde{p}$ (см. схему в верхней части рисунка). Нейтральные лямбда- и антилямбда-гипероны, пролетев без образования следа небольшой путь, распадаются по схемам $\Lambda \to p + \pi^-$, $\widetilde{\Lambda} \to \widetilde{p} + \pi^+$. Антипротон $\widetilde{p}$ аннигилирует с протоном, образуя два π^+- и два π^--мезона

пузырьков, можно установить характеристики частицы. Сейчас пузырьковые камеры достигли высокого совершенства; работают, например, камеры, заполненные жидким водородом, с чувствительным объемом в несколько кубических метров [1]). Примеры фотографий следов частиц в пузырьковой камере приведены на рис. 416, 417, 419, 420.

[1]) Самая большая водородная камера имеет объем 30 м^3.

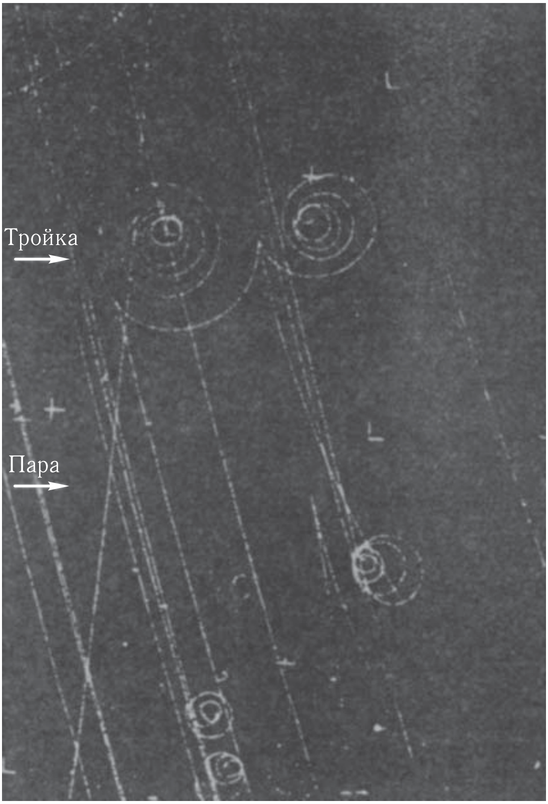


Рис. 420. Следы пар электрон–позитрон в пузырьковой камере. Водородная камера облучалась энергичными заряженными частицами и γ-квантами. Тройка следов (стрелка с надписью «тройка») — результат взаимодействия γ-кванта с электроном, приведшего к образованию пары e^+–e^- (спирали, закручивающиеся в противоположные стороны); слабо искривленный след принадлежит первичному электрону, получившему в этом процессе большую энергию. Стрелка с надписью «пара» указывает на пару e^+–e^-, образованную γ-квантом на протоне; протон не дает видимого следа, так как ввиду большой массы не получает при взаимодействии с γ-квантом достаточной энергии

§ 236. Парадокс часов. В заключение остановимся на любопытном предсказании теории относительности Эйнштейна, которое получило прямое подтверждение в опытах с элементарными частицами.

Рассмотрим нестабильную частицу, которая в с о с т о я н и и п о к о я характеризуется средним временем жизни до распада τ_0. Если эта частица движется равномерно со скоростью v, то ока-

зывается, что среднее время жизни, наблюдаемое в лаборатории (т. е. покоящимся наблюдателем), должно возрасти по закону $\tau = \dfrac{\tau_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$, где c — скорость света в вакууме.

С помощью соотношений, приведенных в § 200, это выражение можно привести к виду

$$\tau = \tau_0 \frac{W}{W_0}, \tag{236.1}$$

где W — полная энергия частицы, а $W_0 = mc^2$ — ее энергия покоя. *Среднее время жизни частицы возрастает пропорционально ее полной энергии.* В опытах с быстрыми мюонами, π-мезонами и K-мезонами наблюдалось возрастание среднего времени жизни этих частиц в десятки раз в точном соответствии с законом (236.1). Это явление можно характеризовать как замедление времени в движущихся телах. В самом деле, процессы, идущие внутри нестабильной частицы, можно рассматривать как некоторые *часы*, отсчитывающие время. Неподвижные часы отсчитали несколько средних времен жизни, и частица должна была бы давно распасться. Однако собственные часы быстро движущейся частицы идут медленнее — по ним прошла только малая доля среднего времени жизни τ_0, и частица еще «жива».

Теория относительности распространяет этот вывод на любые физические процессы; биологические процессы не составляют исключения.

Представим ракету, стартующую с Земли, путешествующую в космосе со скоростью, близкой к скорости света, и возвращающуюся на Землю. Часы, находившиеся на ракете, покажут меньшую продолжительность путешествия, чем часы, остававшиеся на Земле. Космонавт постареет меньше, чем его товарищи, не покидавшие Земли. В справедливость этих выводов трудно поверить, и их обозначали как «парадокс часов». Упомянутые опыты с нестабильными частицами заставляют, однако, относится к «парадоксу часов» как к научному факту. Надо заметить, что при скоростях полета порядка десятков километров в секунду, доступных в современной космонавтике, замедление хода часов ничтожно и им можно полностью пренебречь.

§ 237. Космическое излучение (космические лучи). Уже при первых исследованиях радиоактивности было замечено, что в ионизационной камере (рис. 376) наблюдается некоторый незначительный ток даже в отсутствие радиоактивных

препаратов. Наличие этого тока доказывало, что какое-то излучение постоянно создает в камере ионизацию, получившую название остаточной ионизации. Вначале пытались объяснить остаточную ионизацию примесями радиоактивных веществ в почве и атмосфере. В этом случае остаточная ионизация должна была бы уменьшаться при удалении ионизационной камеры от поверхности Земли. Однако опыты, в которых ионизационные камеры поднимались на аэростатах на большую высоту, показали обратный результат. На высоте 9 км остаточная ионизация оказалась в 40 раз большей, чем на уровне Земли. Этот результат становится понятным, если допустить, что излучение, создающее остаточную ионизацию, приходит на Землю *извне* и на своем пути через атмосферу постепенно поглощается в ней. Дальнейшие опыты подтвердили внеземное происхождение излучения и показали также, что его интенсивность слабо зависит от положения на небе Солнца, Луны и других светил. Отсюда следовало, что излучение испускается не каким-либо отдельным небесным телом, а приходит равномерно со всех направлений мирового пространства. Ввиду этого излучению, вызывающему остаточную ионизацию, было дано название *космического излучения* или *космических лучей*.

Природа космического излучения оказалась весьма сложной. Только в пятидесятых годах, опираясь на результаты многочисленных исследований, среди которых видное место занимают работы школы советского физика Д. В. Скобельцына, удалось составить известное представление о картине этого явления в целом. По современным представлениям первичное космическое излучение, т. е. излучение, приходящее из мировых глубин в земную атмосферу, состоит из быстро движущихся положительно заряженных частиц — протонов — и в меньшем числе — α-частиц и других ядер. Энергия первичных частиц космического излучения огромна — она измеряется миллиардами электронвольт, а в некоторых случаях доходит даже до фантастических значений 10^{21} эВ; при этом чем больше энергия частицы, тем меньше встречается таких частиц в первичной компоненте. Относительно механизма ускорения, путем которого во Вселенной образуются частицы такой огромной энергии, существует ряд предположений, исследование которых продолжается.

Из первичного космического излучения только малая доля доходит до поверхности Земли. Подавляющая часть первичных частиц еще в верхних слоях атмосферы сталкивается с ядрами атомов, входящих в состав воздуха. Ввиду громадной энергии первичных частиц такие соударения приводят к расщепле-

нию атомных ядер с испусканием быстрых нейтронов, протонов и α-частиц. Кроме того, соударения частиц большой энергии с ядрами сопровождаются образованием *новых* частиц — различных мезонов и гиперонов (см. § 234). В зависимости от вида гипероны превращаются в мезон и нуклон (нейтрон или протон). Мезоны превращаются в конечном счете в электроны, позитроны или γ-кванты.

Итак, в результате соударения быстрой первичной частицы с атомным ядром образуется значительное количество вторичных частиц меньшей энергии — протонов, нейтронов, α-частиц, различных гиперонов и мезонов, электронов, позитронов, γ-квантов. Пример такого процесса приведен на рис. 418. Вторичные частицы, продвигаясь в атмосфере, в свою очередь размножаются за счет ядерных расщеплений и других процессов, примером которых служит образование электронно-позитронных пар γ-квантами (см. § 223).

Наряду с размножением частиц в атмосфере происходит их поглощение, аналогично тому, как происходит поглощение α-, β- и γ-частиц при прохождении через вещество. В верхних слоях атмосферы преобладающим процессом является размножение, и число частиц космического излучения нарастает вплоть до высоты ~ 20 км над уровнем моря. Ниже этой границы главную роль играет поглощение, и интенсивность излучения падает. График зависимости интенсивности космического излучения от высоты приведен на рис. 421.

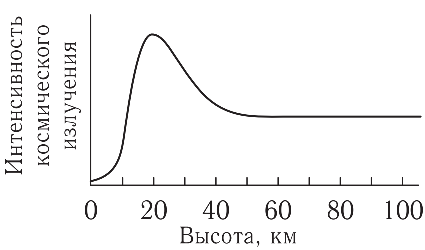


Рис. 421. Зависимость интенсивности космического излучения от высоты над уровнем моря. На высотах выше 50 км присутствует только первичная компонента космического излучения, приходящая из мирового пространства, и интенсивность излучения не зависит от высоты. Ниже 50 км интенсивность вначале увеличивается за счет образования вторичных частиц, а затем падает за счет возрастающего поглощения в атмосфере

Полная энергия, которую приносят космические лучи на Землю, весьма мала по сравнению с энергией, приносимой световым излучением Солнца. Поэтому влияние космического излучения

на неживую природу Земли, по-видимому, невелико. В развитии жизни оно, возможно, существенно, так как ионизующие излучения увеличивают частоту мутаций и, следовательно, скорость эволюции. Исследование космического излучения имеет большое значение для познания элементарных частиц и Вселенной. Космическое излучение является естественной лабораторией, в которой разыгрываются процессы взаимодействия частиц огромной энергии, далеко превосходящей энергию частиц, ускоряемых самыми мощными лабораторными ускорителями. По мере увеличения энергии элементарных частиц возрастает богатство явлений, ими вызываемых, полнее раскрываются свойства частиц.

Исследования космического излучения привели в свое время к открытию позитрона и ряда мезонов; подробное изучение этих частиц было проведено в дальнейшем с помощью ускорителей. Можно думать, что и в будущем изучение космического излучения будет приносить ценные данные об элементарных частицах, особенно в связи с начинающимся использованием космических лабораторий (спутников). Все больше возрастает также роль космического излучения как источника астрофизической информации, т. е. сведений о процессах, происходящих в далеких областях Вселенной, где излучение зарождается и распространяется.

Радиоуглеродная датировка в археологии. Нейтроны космических лучей, взаимодействуя с атмосферным азотом, образуют β-активный изотоп углерода ^{14}C, так называемый радиоуглерод (период полураспада 5730 лет):

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + n \to {}^{14}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}.$$

Радиоуглерод содержится в воздухе в форме углекислоты, как и обычный углерод ^{12}C, в пропорции $^{14}\mathrm{C} : {}^{12}\mathrm{C} \approx 1 : 10^{12}$. Так как химические свойства всех изотопов углерода очень близки, такая же их пропорция сохраняется и в растениях, усваивающих атмосферную углекислоту, и в организме животных, питающихся растениями. Таким образом, животные и растения обладают крайне слабой, но поддающейся измерению радиоактивностью.

После смерти животного или растения поглощение углерода прекращается и активность ^{14}C в останках постепенно уменьшается (вдвое за каждый период полураспада, т. е. за каждые 5730 лет). Сравнивая радиоактивность ископаемых органических остатков (отнесенную к 1 г углерода) с радиоактивностью современных растений или животных, можно определить степень распада ^{14}C, а следовательно, и возраст остатков.

Для проверки справедливости этой идеи были проведены измерения с объектами известного возраста, в частности с образцами дерева из гробниц египетских фараонов Джосера и Спофру. Измеренная активность ^{14}C хорошо соответствовала известным из рукописей датам смерти этих фараонов (примерно 2700–2625 лет до нашей эры).

Результаты подобных опытов доказали, что удельное содержание ^{14}C в углекислоте воздуха за последние 50–100 тысяч лет оставалось неизменным и что действительно после смерти организма углеродный обмен не происходит. Этим была заложена основа так называемого радиоуглеродного метода определения возраста (датировки), который теперь довольно широко и с большой пользой применяют в археологии.

? **58.** Определите минимальную кинетическую энергию протонов, необходимую для образования: а) π^0-мезона в реакции $p + p \to p + p + \pi^0$; б) пары протон–антипротон в реакции $p + p \to p + p + \widetilde{p} + p$.

59. Зная массу нейтрального π-мезона (135,0 МэВ/c^2), определите энергию γ-квантов, образующихся при распаде покоящегося нейтрального π-мезона: $\pi^0 \to 2\gamma$.

60. Определите максимальную энергию электронов, испускаемых при β-распаде нейтрона, если масса нейтрона равна 939,57 МэВ/c^2, а масса атома водорода равна 938,73 МэВ/c^2.

Глава XXVI. **НОВЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

§ 238. Ускорители и экспериментальная техника. За последние десятилетия в физике элементарных частиц произошел настоящий переворот, во многом изменивший наши представления о природе материи. Этот переворот был связан прежде всего с быстрым развитием ускорителей и экспериментальной техники. Рост энергии ускорителей, на которые ложится основная тяжесть исследований в области элементарных частиц, играет здесь важную роль по нескольким причинам.

1. С ростом энергии появляется возможность образования новых типов элементарных частиц с большими массами. При меньших энергиях такие частицы просто не могут рождаться в силу законов сохранения энергии и импульса (порог по энергии — см. упражнение 58 к гл. XXV).

2. Ускорители можно сравнить с гигантскими микроскопами, которые позволяют изучать пространство на очень малых расстояниях, сравнимых с длиной волны де Бройля для ускоренных частиц. Так, частицы с энергией 1 ТэВ $= 10^3$ ГэВ характеризуются длиной волны де Бройля $\lambda = h/p \approx 1 \cdot 10^{-16}$ см [1]). С их помощью можно зондировать области пространства вплоть до 10^{-16} см, где могут проявляться какие-то новые закономерности физики микромира, не замеченные на больших расстояниях.

3. С ростом энергии частиц меняются свойства взаимодействий между ними и характеристики уже известных процессов. Может оказаться, что определенные черты этих явлений при высоких энергиях начинают проявляться более четко. Именно в опытах при очень больших энергиях удалось установить общую природу слабых и электромагнитных сил.

В последние годы были созданы гигантские, даже по сравнению с огромным Серпуховским ускорителем (рис. 393), ускори-

[1]) В выбранных единицах (см. примечание к с. 584) $p = 1$ ТэВ/с;

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{4{,}14 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^{10}\ \text{ГэВ} \cdot \text{см}}{10^3\ \text{ГэВ}} = 1{,}24 \cdot 10^{-16}\ \text{см}.$$

тели, позволившие примерно на два порядка увеличить энергию, доступную для образования новых частиц. При этом важную роль начали играть опыты на так называемых ускорителях-накопителях со встречными пучками.

Чем же различаются между собой эти ускорители?

В опытах на «обычных» ускорителях, или, как еще говорят, на ускорителях с фиксированными мишенями, исследуются процессы взаимодействия ускоренных частиц с «неподвижными мишенями» — нуклонами и ядрами атомов вещества, из которого сделаны мишени. При этом только сравнительно малая часть энергии ускоренных протонов или электронов может быть затрачена «полезным образом» — на образование новых частиц. Так как налетающие на мишень бомбардирующие частицы имеют большой начальный импульс, то, в соответствии с законом сохранения, этот импульс должен уноситься всеми вторичными частицами, образующимися при взаимодействии. Эти частицы, конечно, будут обладать и значительной кинетической энергией. Таким образом, большая часть начальной энергии переходит в кинетическую энергию продуктов ядерной реакции, и только сравнительно небольшая ее доля может быть затрачена на образование новых частиц.

Напомним решение задачи 58 (гл. XXV), в которой было показано, что для образования протон-антипротонной пары в реакции $p+p \to p+p+p+\widetilde{p}$ первичный протон должен обладать кинетической энергией $W_\text{к} > 6mc^2$, хотя «полезные затраты» энергии составляют всего $2mc^2$. Вся остальная энергия переходит в кинетическую энергию вторичных частиц. Подобная картина имеет место и в других процессах.

В отличие от ускорителей с фиксированными мишенями, накопители на встречных пучках позволяют использовать всю начальную энергию. Основная идея здесь заключается в том, чтобы создать два очень интенсивных и хорошо сфокусированных пучка ускоренных частиц и, направив их навстречу друг другу, осуществить лобовое соударение между ними. При этом суммарный импульс двух сталкивающихся частиц равен нулю, и образующиеся вторичные частицы могут обладать очень малой кинетической энергией (порог рождения соответствует образованию покоящихся частиц). Так, при встречных соударениях двух протонов с кинетическими энергиями $W_\text{кр} \geqslant mc^2$ уже могут рождаться протон-антипротонные пары, и мы имеем значительный выигрыш в энергии.

Совсем недавно в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Женева) были проведены опыты со встречными пучками протонов и антипротонов, причем энергия каждого пучка составляла 270 ГэВ. В этих экспериментах были найдены частицы с массой, почти в 100 раз превосходящей массу протона. Для опытов с фиксированной мишенью с такой же «полезной энергией» потребовалось бы создание ускорителя, рассчитанного на энергию 155 ТэВ!

Однако было бы неправильно думать, что следует создавать только ускорители-накопители со встречными пучками. Ускорители с фиксированными мишенями, уступая накопителям по доступной энергии, обладают, в свою очередь, рядом важных преимуществ. Прежде всего становится возможным проводить исследования с разнообразными пучками нестабильных или нейтральных частиц [1]), которых нет на ускорителях со встречными пучками. Кроме того, на ускорителях с фиксированными мишенями можно изучать более редкие явления, так как здесь удается получить значительно большее число соударений. Поэтому исследования с «обычными» ускорителями и со встречными пучками взаимно дополняют друг друга и вместе дают очень важную информацию о физике элементарных частиц. В табл. 12 приведены основные параметры самых больших существующих и строящихся ускорителей.

Для проведения опытов на современных ускорителях, помимо больших пузырьковых камер (§ 235), потребовалось создание огромных и очень сложных экспериментальных установок, которые по своим масштабам сравнимы с самими ускорителями (рис. 422). В состав этих установок входят большие магнитные спектрометры, тысячи быстродействующих сцинтилляционных счетчиков, десятки тысяч газоразрядных детекторов, очень напоминающих пропорциональные счетчики (о таких счетчиках говорилось в § 213). Эти и другие приборы, входящие в экспериментальные установки, позволяют определять траектории частиц, измерять их энергию, импульс, скорость, ионизацию, идентифицировать частицы и подробно исследовать характеристики

[1]) В опытах на ускорителях с фиксированными мишенями формируются пучки вторичных заряженных частиц с определенными импульсами — π-мезонов, протонов, мюонов и других частиц. При этом используются отклонения частиц в магнитных полях (обратно пропорциональные их импульсам). Применение магнитных полей с определенными сложными конфигурациями позволяет фокусировать пучки частиц (подобно тому как оптические линзы фокусируют световые пучки). Пучки нейтральных частиц выделяются коллиматорами и очищаются от заряженных частиц магнитными полями.

Таблица 12. Самые большие ускорители

А. Ускорители с фиксированными мишенями

Название ускорителя	Год ввода в действие	Ускоряемые частицы	Максимальная энергия (ГэВ)	Доступная энергия (ГэВ)	Примечание
SLAC Стэнфорд, США	1961	e^-	24	5,8	
PS (ЦЕРН) Женева, Швейцария	1959	p	28	5,5	
AGS (BNL) США	1960	p	33	6,2	
Протонный синхротрон (ИФВЭ) Протвино, СССР	1967	p	76	10	
Протонный синхротрон Теватрон (FNAL) Батавия, США	1972 1983	p p	500 800	29 37	Ускоритель на 500 ГэВ переделан в Теватрон (энергия будет поднята до 1000 ГэВ)
SPS (ЦЕРН) Женева, Швейцария	1976	p	450	27	
УНК (ИФВЭ) Протвино, СССР	Сооружается	p	3000	73	

Б. Накопители со встречными пучками

Название накопителя со встречными пучками	Год ввода в действие	Ускоряемые частицы	Максимальная энергия (ГэВ)	Доступная энергия (ГэВ)	Примечание
ВЭПП-4 (ИЯФ) Новосибирск, СССР	1978	e^+e^-	7	14	
CESR Корнелльский ун-т, США	1978	e^+e^-	5,5	11	
PETRA (DESY) Гамбург, ФРГ	1978 1983	e^+e^-	19 23	38 46	Энергия пучков была увеличена

Таблица 12 (продолжение)

Название накопителя со встречными пучками	Год ввода в действие	Ускоряемые частицы	Максимальная энергия (ГэВ)	Доступная энергия (ГэВ)	Примечание
PEP (SLAC) Стэнфорд, США	1980	e^+e^-	15	30	
ISR (ЦЕРН) Женева, Швейцария	1971	pp	31	62	Закрыт в 1984 г.
SPS-коллайдер (ЦЕРН) Женева, Швейцария	1981 1985	$\widetilde{p}p$	270 450	540 900	Энергия пучков увеличена в 1985 г.
Тееватрон-коллайдер (FNAL) Батавия, США	Сооружается	$\widetilde{p}p$	1000	2000	
SLK (SLAC) Стэнфорд, США	Сооружается	e^+e^-	50	100	
LEP (ЦЕРН) Женева, Швейцария	Сооружается	e^+e^-	50	100	Первая очередь
HERA (DESY) Гамбург, ФРГ	Сооружается	e^-p	e^- 30 p 820	314	
УНК (ИФВЭ) Протвино, СССР	Сооружается	pp	3000	6000	

взаимодействий. В состав таких установок обязательно входят несколько электронно-вычислительных машин, с помощью которых быстро обрабатывается полученная информация, настраиваются многочисленные элементы аппаратуры, контролируется затем правильность их работы, получаются первые физические результаты, позволяющие следить за проведением эксперимента в целом. Полученные в процессе измерений огромные объемы информации после некоторого предварительного отбора записываются на магнитные ленты и затем обрабатываются на самых больших и быстродействующих электронно-вычислительных машинах. На рис. 423 приведен снимок с дисплея ЭВМ, на котором показан вид одного из событий, зарегистрированных на установке UA-1 (рис. 422). Вот с какими сложными процессами приходится иметь дело в современном физическом эксперименте.

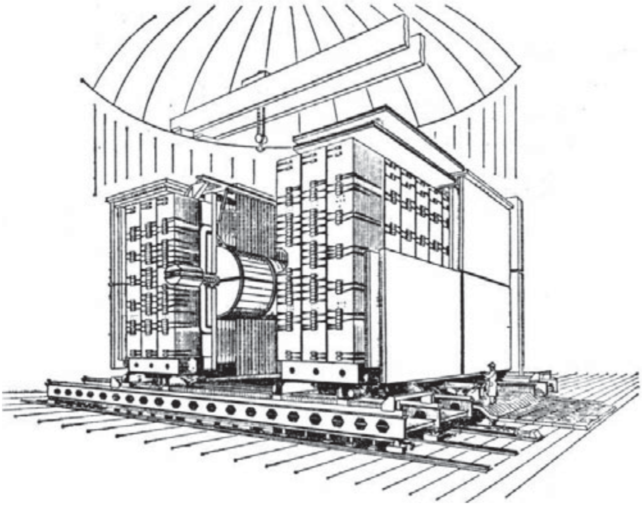


Рис. 422. Общий вид экспериментальной установки UA-1, на которой проводились исследования $\widetilde{p}p$-соударений на самом большом в мире ускорителе-накопителе со встречными протонным и антипротонным пучками (SPS-коллайдер ЦЕРН, см. табл. 12). Установка UA-1 — это огромный магнитный спектрометр для измерения импульсов вторичных частиц, образующихся в $\widetilde{p}p$-соударениях. Частицы регистрировались в газоразрядной камере (она видна в центре установки). Камера представляет собой совокупность большого числа газоразрядных детекторов частиц, напоминающих пропорциональные счетчики. С помощью этих детекторов определяются траектории частиц. В состав установки входит также большое число сцинтилляционных счетчиков

§ 239. Адроны и кварки. Исследования на больших ускорителях сильно расширили наши представления об элементарных частицах. Прежде всего это касается самого многочисленного семейства частиц — адронов, т. е. частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. В настоящее время известно несколько сотен таких адронов — барионов (частиц с барионным зарядом $B = +1$), антибарионов ($B = -1$) и мезонов, у которых барионный заряд равен нулю. Большинство этих частиц распадается на другие адроны из-за сильных взаимодействий. Они имеют малые времена жизни, характерные для ядерных процессов ($\sim 10^{-23}$ с, см. § 234). Столь короткие временные интервалы не могут быть измерены непосредственно и определяются из косвенных данных. Однако есть адроны и с временами жизни 10^{-8}–10^{-13} с. Распады этих долгоживущих (по ядерным масштабам) частиц обусловлены слабыми взаимодействиями.

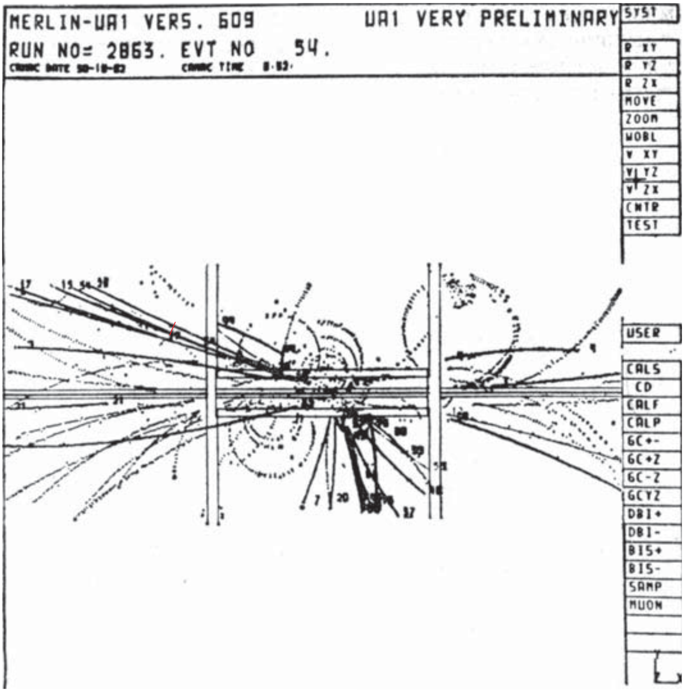


Рис. 423. Снимок с дисплея ЭВМ, работающей вместе с установкой UA-1 (рис. 422). На снимке зарегистрировано одно из $\widetilde{p}p$-соударений при энергии 270 ГэВ ($\widetilde{p}$) + 270 ГэВ (p). Информация со всех детекторов установки, обработанная на ЭВМ, позволяет определить траектории частиц и получить полную картину взаимодействия, несколько напоминающую снимки с пузырьковых камер. Импульсы частиц измерялись по кривизне их треков в магнитном поле. Как видно из снимка, взаимодействия при таких высоких энергиях носят очень сложный характер: в них образуется большое число вторичных частиц

Пока элементарных частиц было известно немного, они считались «кирпичиками» мироздания: из них строилось все многообразие атомов. Теперь же число элементарных частиц превышает число химических элементов, и само понятие «элементарная частица» для адронов явно утратило свое первоначальное значение.

В физике элементарных частиц нет сейчас законченной теории, которая позволила бы объяснить все основные явления, выявить главнейшие закономерности и достигнуть той же степени понимания, которая существует в классической механике или электродинамике. В подобной ситуации особое значение приоб-

ретают попытки феноменологического анализа и классификации физических явлений, основанные на определенных законах сохранения. Эти законы позволяют ориентироваться в том, какие процессы могут, а какие не могут происходить в природе.

Вспомним, например, закон сохранения барионного заряда, о котором говорилось в предыдущей главе. Согласно этому закону в любых процессах разность между числом барионов и антибарионов не изменяется. Для математического выражения этого закона мы приписали барионам значение барионного заряда $B = +1$, антибарионам — значение $B = -1$, а для всех других частиц положили барионный заряд равный нулю. Тогда сохранение числа барионов и означает сохранение барионного заряда.

Для суждения о возможности той или иной реакции необходимо прежде всего проверить, сохраняются ли в этой реакции электрический и барионный заряды. Рассмотрим, например, процесс

$$p + p \to p + p + p + \widetilde{p}. \tag{239.1}$$

Исходные частицы имеют суммарный барионный заряд $\sum\limits_{\text{начальн}} B = +1 + 1 = 2$. Для частиц в конечном состоянии $\sum\limits_{\text{конечн}} B = 1 + 1 + 1 - 1 = 2$. Другими словами, барионный заряд в начальном и конечном состоянии один и тот же $\left(\sum\limits_{\text{начальн}} B = \sum\limits_{\text{конечн}} B\right)$, и реакция может идти. Легко проверить, что эта реакция разрешена и законом сохранения электрического заряда (электрический заряд протона $+1$, а антипротона -1). Однако реакция

$$p + n \to p + p + \widetilde{p}, \tag{239.2}$$

хотя в ней также сохраняется электрический заряд, оказывается запрещенной из-за несохранения барионного заряда $\left(\sum\limits_{\text{начальн}} B = 2 \neq \sum\limits_{\text{конечн}} B = 1\right)$. О других законах сохранения мы будем говорить ниже.

Установление закономерностей внутреннего строения элементарных частиц является одной из важнейших проблем современной физики. Для решения этой проблемы имеет большое значение создание четкой систематики частиц, в известном смысле напоминающей периодическую таблицу.

Первый шаг в этом направлении был сделан, когда удалось выяснить, что адроны группируются в очень близкие но своим

свойствам небольшие семейства частиц [1]), отдельные члены которых различаются между собой в основном своими электромагнитными свойствами — зарядами, магнитными моментами. Примерами таких семейств являются уже известные нам нуклоны (протоны, нейтроны) или π-мезоны (π^+, π^-, π^0). Однако число изотопических семейств также очень велико — превышает сотню. Эти семейства, в свою очередь, объединяются в более обширные и сложные группы. Частицы, входящие в подобные группы, обнаруживают между собой заметное сходство, хотя и не являются столь «близкими родственниками», как члены одного изотопического семейства. В основе таких объединений лежит определенная близость или какая-то закономерная связь между основными параметрами, характеризующими частицы. Эти параметры называют обычно квантовыми числами элементарных частиц.

Квантовыми числами адронов прежде всего являются их массы, электрические заряды, спины, магнитные моменты, времена жизни, значения барионного заряда. Однако это далеко не все. Барионные и электрические заряды — это не единственные «заряды», характеризующие сильновзаимодействующие частицы. Было установлено экспериментально, что в ряде реакций некоторые адроны рождаются целыми группами — из двух или даже нескольких частиц. Здесь наблюдается определенное сходство с процессами образования барионов и антибарионов, которые, как мы видели выше, никогда не рождаются поодиночке. Закономерности, связанные с парным образованием барионов и антибарионов, вместе с данными по стабильности нуклонов как раз и показали, что барионы характеризуются сохраняющимся квантовым числом — барионным зарядом. Но рождение групп новых частиц уже нельзя объяснить, пользуясь только законами сохранения электрического и барионного зарядов. Опыты показали, что существуют процессы, при которых протон переходит в другой барион (так что барионный заряд сохраняется), но при этом обязательно образуются и новые типы мезонов. Все это заставило предположить, что у некоторых адронов существуют новые специфические квантовые числа, новые «заряды», которые до известной степени напоминают барионный заряд и могут иметь дискретные положительные, нулевые и отрицательные значения. Эти новые заряды получили общее название *ароматов*. Отдельные ароматы получили наименования *странность*, *очарование*, *прелесть* и т. д.

---

[1]) Они называются *изотопическими семействами* — по некоторой аналогии с изотопами элементов, близкими между собой по свойствам.

Некоторые такие названия носят исторический характер. Так, в 50-х годах, когда были открыты первые необычные частицы, их свойства казались очень загадочными в свете существовавших тогда представлений. Отсюда возникло название *странные частицы*. Когда же загадки были объяснены введением нового квантового числа, то этот новый «заряд» и получил название *странность*. В целом же обилие экзотических наименований в физике элементарных частиц (кварк, аромат, странность, очарование и т. д.) отражает пристрастие физиков, работающих в этой области, к ярким, запоминающимся и образным выражениям, которые звучат загадочно и красиво на всех языках и вместе с тем напоминают нам о том, что природа соответствующих объектов еще не понята до конца и, возможно, таит в себе много неожиданного.

Общие характеристики некоторых сильновзаимодействующих частиц приведены в табл. 13, которая в дальнейшем будет обсуждаться более подробно. В этой таблице, однако, содержится очень малая часть всех известных адронов — только сравнительно долгоживущие частицы, распадающиеся благодаря слабым взаимодействиям (или под действием электромагнитных сил). Большинство адронов, как уже говорилось выше, распадаются из-за сильных взаимодействий, и их времена жизни лежат в области 10^{-22}–10^{-23} с. Важно подчеркнуть, что эти короткоживущие адроны принципиально ничем не отличаются от долгоживущих частиц.

Мы ограничились в табл. 13 одними долгоживущими частицами, так как, если попытаться включить в нее все известные адроны, то таблица превратится в целую брошюру.

Огромное число обнаруженных адронов и определенная их группировка по разным классам и семействам более или менее близких по свойствам объектов заставляет усомниться в элементарном характере этих частиц. Наиболее естественное объяснение группирования адронов в семейства, представления о природе и структуре этих семейств, а также объяснения многих других свойств адронной материи были получены в *кварковой модели строения адронов*.

Основные положения этой модели могут быть сформулированы следующим образом.

1. Адроны нельзя рассматривать как элементарные частицы в подлинном смысле этого слова. Они имеют сложную внутреннюю структуру и, наподобие атомных ядер, являются связанными системами из истинно-элементарных или фундаменталь-

Таблица 13. Некоторые адроны

		Название	Символ	Электрич. заряд	Группировка в изотопическое семейство	Барионный заряд	Странность	Очарование	Прелесть	Масса (МэВ/c^2)	Время жизни (с)	Античастицы	Кварковый состав адронов
«Обычные частицы»	Мезоны	Пи-плюс	π^+	+1	Пи-мезоны π^+, π^0, π^-	0	0	0	0	139,6	$2{,}60 \cdot 10^{-8}$	π^-	$\pi^+ = [u\widetilde{d}]$
		Пи-нуль	π^0	0		0	0	0	0	135,0	$0{,}8 \cdot 10^{-16}$	π^0	$\pi^0 = [u\widetilde{u}] \rightleftarrows [d\widetilde{d}]$
		Эта-мезон	η	0	η-мезон	0	0	0	0	549	$\sim 10^{-18}$	η	$\eta = [u\widetilde{u}] \rightleftarrows$ $\rightleftarrows [d\widetilde{d}] \rightleftarrows [d\widetilde{s}]$
	Барионы	Протон	p	+1	p, n-нуклоны	1	0	0	0	938,3	$> 10^{32}$ лет	$(\widetilde{p})^-$	$p = [uud]$
		Нейтрон	n	0		1	0	0	0	939,6	≈ 900	$\widetilde{n}$	$n = [udd]$
Странные частицы	Мезоны	К-плюс	K^+	+1	K-мезоны K^+, K^0	0	+1	0	0	493,7	$1{,}24 \cdot 10^{-8}$	K^-	$K^+ = [u\widetilde{s}]$
		К-нуль	K^0	0		0	+1	0	0	497,7	$0{,}89 \cdot 10^{-10}$	K^0	$K^0 = [d\widetilde{s}]$
	Барионы (гипероны)	Лямбда	Λ	0	Λ-гиперон	1	−1	0	0	1115,6	$2{,}6 \cdot 10^{-10}$	$\widetilde{\Lambda}$	$\Lambda = [uds]$
		Сигма-плюс	Σ^+	+1	Σ-гипероны Σ^+, Σ^0, Σ^-	1	−1	0	0	1189,4	$0{,}80 \cdot 10^{-10}$	$(\widetilde{\Sigma})^-$	$\Sigma^+ = [uus]$
		Сигма-нуль	Σ^0	0		1	−1	0	0	1192,5	$6 \cdot 10^{-20}$	$(\widetilde{\Sigma})^0$	$\Sigma^0 = [uds]$
		Сигма-минус	Σ^-	−1		1	−1	0	0	1197,3	$1{,}48 \cdot 10^{-10}$	$(\widetilde{\Sigma})^+$	$\Sigma^- = [dds]$
		Кси-нуль	Ξ^0	0	Ξ-гипероны Ξ^-, Ξ^0	1	−2	0	0	1315	$2{,}9 \cdot 10^{-10}$	$(\widetilde{\Xi})^0$	$\Xi^0 = [uss]$
		Кси-минус	Ξ^-	−1		1	−2	0	0	1321	$1{,}64 \cdot 10^{-10}$	$(\widetilde{\Xi})^+$	$\Xi^- = [dss]$
		Омега-минус	Ω^-	−1	Ω-гиперон	1	−3	0	0	1672	$0{,}82 \cdot 10^{-10}$	$(\widetilde{\Omega})^+$	$\Omega^- = [sss]$

Таблица 13 (продолжение)

		Название	Символ	Электрич. заряд	Группировка в изотопическое семейство	Барионный заряд	Странность	Очарование	Прелесть	Масса (МэВ/c^2)	Время жизни (с)	Античастицы	Кварковый состав адронов
Очарованные частицы	Мезоны	Д-плюс	D^+	+1	} D-мезоны D^+, D^0	0	0	+1	0	1869	$9 \cdot 10^{-13}$	D^-	$D^+ = [c\widetilde{d}]$
		Д-нуль	D^0	0		0	0	+1	0	1865	$4 \cdot 10^{-13}$	$\widetilde{D}^0$	$D^0 = [c\widetilde{u}]$
		Ф-плюс	F^+	+1	} F-мезон	0	+1	+1	0	1970	$2 \cdot 10^{-13}$	F^-	$F^+ = [c\widetilde{s}]$
	Барионы (очарованные гипероны)	Лямбда-це-плюс	Λ_c^+	+1	} Λ_c-гипероны	1	0	+1	0	2282	$2 \cdot 10^{-13}$	$(\widetilde{\Lambda}_c)^-$	$\Lambda_c^+ = [udc]$
		А-плюс	A^+	+1	} A-гипероны	1	−1	+1	0	2460	$2 \cdot 10^{-13}$	$(\widetilde{A})^-$	$A^+ = [usc]$
Прелестные частицы	Мезоны	Б-плюс	B^+	+1	B-мезоны B^+, B^0	0	0	0	+1	5270	} $\sim 10^{-12}$	B^-	$B^+ = [u\widetilde{b}]$
		Б-нуль	B^0	0		0	0	0	+1	5274		B^0	$B^0 = [d\widetilde{b}]$

Примечание. Электрические заряды частиц приводятся в единицах элементарного заряда. Пока открыто только несколько очарованных и прелестных частиц, хотя теория предсказывает существование очень большого числа таких адронов, как долгоживущих, так и короткоживущих.

ных частиц. Фундаментальные структурные элементы, входящие в состав адронов, получили название кварков [1]).

2. Систематика адронов (т. е. изучение состава и свойств «родственных семейств», в которые группируются адроны) позволила установить, что все известные барионы состоят из трех кварков ($B = [q_1 q_2 q_3]$), антибарионы — из трех антикварков ($\widetilde{B} = [\widetilde{q}_1 \widetilde{q}_2 \widetilde{q}_3]$), а все мезоны — из кварка и антикварка ($M[q_1 \widetilde{q}_2]$). Оказалось, что кварки должны обладать очень необычными свойствами. Так как барионный заряд у барионов $B = +1$ (у антибарионов $B = -1$), то из кварковой структуры барионов следует, что барионный заряд кварков дробный: $B_q = 1/3$; $B_{\widetilde{q}} = -1/3$. Электрический заряд кварков тоже должен быть дробным (если за единицу принять элементарный заряд): $Q_q = +2/3$ или $-1/3$ ($Q_{\widetilde{q}} = -2/3$ или $+1/3$). Только в этих предположениях можно объяснить квантовые числа и свойства всех адронов.

3. Существуют не менее 6 типов кварков, каждый из которых является носителем определенного нового квантового числа — адронного аромата. Эти кварки получили следующие названия:

u-кварк (*верхний кварк*), d-кварк (*нижний кварк*) — носители «изотопических ароматов» $I_z = +1/2$ для u-кварка и $I_z = -1/2$ для d-кварка [2])

s-кварк (*странный кварк*) носитель аромата странности $S = -1$

c-кварк (*очарованный кварк*) носитель аромата очарования $C = +1$

b-кварк (*прелестный кварк*) носитель аромата прелести $b = +1$

t-кварк (*истинный кварк*) носитель аромата истинности $T = +1$ [3])

Подчеркнем, что каждый кварк несет только один аромат. Все остальные ароматы у него отсутствуют, т. е. соответствующие квантовые числа равны нулю. Антикварки отличаются от квар-

---

[1]) Это название принадлежит американскому физику Мюррею Гелл-Манну (р. 1929 г.), впервые введшему представление о кварковой структуре адронов.

[2]) Вопрос об изотопических ароматах является более сложным, и мы не будем в дальнейшем говорить об их количественных характеристиках.

[3]) Выбор знака для различных «зарядов» всегда условный. Выбор величины $S = -1$ для аромата странного кварка возник случайно и не носит физического характера. Для t-кварка используется также название *высший кварк*.

ков противоположными значениями всех зарядов. Так, например, s-кварк характеризуется электрическим зарядом $Q_s = -1/3$, барионным зарядом $B_s = +1/3$, значением странности $S = -1$, остальные ароматы у него отсутствуют, т. е. $I_z = 0$, $C = 0$, $b = 0$, $T = 0$. Для антикварка $Q_s = +1/3$; $B_s = -1/3$; $S = +1$; $I_z = C = b = T = 0$. Значения квантовых чисел кварков приведены в табл. 14.

4. Сильные и электромагнитные взаимодействия не могут изменить индивидуальность кварков, т. е. они не меняют значения кварковых ароматов. Другими словами, в этих взаимодействиях имеют место законы сохранения ароматов (аналогичные закону сохранения барионного заряда). В процессах, обусловленных сильными и электромагнитными взаимодействиями, может происходить либо просто перегруппировка кварков, либо образование (уничтожение) кварк-антикварковых пар с определенными ароматами, либо и то и другое вместе.

5. Слабые взаимодействия играют в природе уникальную роль — они меняют индивидуальность кварков и могут переводить кварк с одним ароматом в кварк с другим ароматом. Таким образом, хотя ароматы несколько напоминают барионный заряд, между ними все же существует очень важное различие. Барионный заряд сохраняется во всех пока нам известных процессах, в то время как ароматы обладают гораздо меньшей «устойчивостью» и сохраняются только в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

Поиски кварков с такими яркими и необычными свойствами в свободном состоянии проводились в большом количестве экспериментов и отличались значительным разнообразием и изобретательностью. В частности, один из самых чувствительных экспериментов такого типа был проведен на Серпуховском ускорителе вскоре после его запуска. Другой очень красивый опыт, в котором искались частицы с дробными зарядами в окружающем нас веществе, представлял собой значительно усовершенствованный вариант опыта Милликена по определению элементарного заряда (§ 197) и был выполнен физиками МГУ. Однако ни в одном из этих и других многочисленных экспериментов кварки найти не удалось.

Вместе с тем исследования свойств адронов все более и более убедительно показывали, что адроны действительно имеют сложную структуру и состоят из кварков. Об этом свидетельствовали опыты, в которых изучалось пространственное распределение электрического заряда и магнитного момента и было обнаружено внутреннее движение кварков в адронах. Удалось

Таблица 14. Истинно-элементарные частицы

Название семейства	I поколение фундаментальных частиц	II поколение фундаментальных частиц	III поколение фундаментальных частиц	Электрический заряд	Примечание
Кварки	u-кварк $I_z = +1/2$, $m \approx 350$ МэВ/c^2	c-кварк $C = +1$, $m \approx 1{,}5$ ГэВ/c^2	t-кварк $T = +1$, $m > 23$ ГэВ/c^2	$Q_q = 2/3$	У всех кварков барионный заряд $B = 1/3$, лептонные заряды равны нулю. Кварки имеют спин 1/2. У каждого типа кварков имеется соответствующий антикварк, отличающийся знаками всех зарядов и ароматов. Кварки удерживаются внутри адронов и в свободном виде не наблюдаются.
	d-кварк $I_z = -1/2$, $m \approx 350$ МэВ/c^2	s-кварк $S = -1$, $m \approx 500$ МэВ/c^2	b-кварк $b = +1$, $m \approx 5$ ГэВ/c^2	$Q_q = -1/3$	
Лептоны	электронные лептоны (e) $l_e = 1$, $l_\mu = l_\tau = 0$	мюонные лептоны (μ) $l_\mu = 1$, $l_e = l_\tau = 0$	тау-лептоны (τ) $l_\tau = 1$, $l_e = l_\mu = 0$		У всех лептонов барионный заряд и кварковые ароматы равны нулю. Лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях. Их спины 1/2. У каждого типа лептона есть антилептон, отличающийся от лептона знаком всех зарядов. Вопрос о массе нейтрино пока еще не выяснен, и сейчас можно только указать полученные экспериментально верхние границы для этих масс.
	электроны (e^-) $m = 0{,}511$ МэВ/c^2	мюоны (μ^-) $m = 105{,}7$ МэВ/c^2	τ^--лептоны $m = 1784$ МэВ/c^2	$Q_l = -1$	
	электронные нейтрино (ν_e) $m < 46$ эВ/c^2	мюонный нейтрино (ν_μ) $m < 0{,}5$ МэВ/c^2	тау-нейтрино (ν_τ) $m < 70$ МэВ/c^2	$Q_\nu = 0$	

Таблица 14 (продолжение)

Название семейства	Основные свойства	Электрический заряд	Примечание
Фотоны	Масса покоя фотонов равна нулю; их спин 1	$Q = 0$	Кванты поля электромагнитных сил
Глюоны	Масса покоя глюонов равна нулю; их спин 1. Глюоны существуют внутри адронов и не наблюдаются в свободном состоянии	$Q = 0$	Кванты поля сильного взаимодействия, удерживающего кварки внутри адронов
Промежуточные бозоны	$W^{\pm}$-бозоны; $m = 81$ ГэВ/c^2; их спин 1	$Q_W = \pm 1$	Кванты поля слабых сил
	Z^0-бозоны; $m = 93$ ГэВ/c^2; их спин 1	$Q_Z = 0$	

Примечание.

У каждого кварка указано значение аромата, носителем которого он является (все остальные ароматы имеют нулевые значения). Ароматы $I_z = 1/2$ и $I_z = -1/2$ для u- и d-кварков называются их изотопическими ароматами. Именно эти ароматы обусловливают группировку частиц в изотопические семейства с очень близкими свойствами. Названия кварков: u-кварк — верхний кварк; d-кварк — нижний кварк; s-кварк — странный кварк; c-кварк — очарованный кварк; b-кварк — прелестный кварк; t-кварк — истинный кварк (это название не общепринятое).

Так как кварки могут находиться лишь внутри адронов, то их массы имеют лишь приближенный смысл, так как говорить о массе составляющего элемента какой-то системы можно, только если дефект масс системы мал. Большая масса c-, b- и t-кварков определяет большие массы очарованных, прелестных и t-частиц.

Существование частиц с t-кварками окончательно еще не подтверждено; ν_τ-нейтрино прямым образом на опыте не наблюдалось; его существование установлено из косвенных данных.

Выраженный в специальных квантовых единицах $(h/2\pi)$-спин для любых частиц может быть либо целым, либо полуцелым — в этом его замечательная особенность.

даже косвенным образом измерить электрические заряды кварков в адронах и убедиться, что они действительно являются дробными и соответствуют сделанным выше предположениям. Целый ряд соотношений между вероятностями образования или распада сильновзаимодействующих частиц и многие другие данные также свидетельствуют о справедливости кварковой модели. С помощью этой модели было предсказано существование ряда новых частиц с вполне определенными свойствами, и такие предсказания блестяще подтвердились на опыте. Весь этот богатый экспериментальный материал убедил ученых в том, что кварки действительно являются физической реальностью.

Как же можно объяснить, что они проявляются внутри адронов и не наблюдаются в свободном виде? Однозначного ответа на этот вопрос пока нет. Установлено, однако, что кварки связываются между собой особыми силами, которые обусловлены обменом частицами-глюонами, также не наблюдаемыми в свободном состоянии. Эти силы «склеивают» кварки в адронах и носят, по-видимому, такой удивительный характер, что ни при каких соударениях не позволяют кваркам вылететь из адронов. Адроны могут «развалиться» с образованием многих других адронов, т. е. в процессе соударения может родиться много кварк-антикварковых пар, которые связываются затем в составные частицы. Однако свободные кварки из начального адрона никогда не вылетают. Ситуация здесь несколько напоминает опыты с постоянными магнитами: растягивая их, мы разламываем магниты, и при этом образуются новые магнитные диполи, а не одиночные магнитные полюсы.

Проблема невылетания кварков и глюонов из адронов, которая получила специальное название *конфайнмент* (т. е. тюремное заключение), является одной из самых фундаментальных проблем физики элементарных частиц, и она еще ждет своего окончательного решения.

§ 240. Кварковая структура адронов. Сформулированные в § 239 основные положения кварковой модели позволяют качественно объяснить все важнейшие особенности адронных явлений. Применим эти положения к систематике адронов и посмотрим, какие типы сильно взаимодействующих частиц могут существовать согласно кварковым представлениям [1]). Рассмотрим прежде всего «обычные частицы», в состав которых входят только u- и d-кварки.

[1]) Содержание этого параграфа можно рассматривать как некоторое пояснение к табл. 13.

Начнем с самых легких барионов — с протонов и нейтронов. Правильные значения квантовых чисел для этих частиц можно получить, если предположить, что их кварковая структура имеет вид $p = [uud]$ и $n = [udd]$. Действительно, тогда барионные заряды этих частиц $B_p = B_n = 3 \cdot {}^1\!/_3 = 1$, а их электрические заряды $Q_p = 2Q_u + Q_d = 2 \times \times {}^2\!/_3 - {}^1\!/_3 = 1$ и $Q_n = Q_u + 2Q_d = {}^2\!/_3 - 2 \cdot {}^1\!/_3 = 0$. Протоны отличаются от нейтронов своими электрическими зарядами и значениями изотопических ароматов. Как уже говорилось и в этой и в предыдущей главах, протоны и нейтроны образуют изотопическое семейство нуклонов, т. е. частиц с очень близкими свойствами. Для объяснения этого сходства надо предположить, что сильные взаимодействия u- и d-кварков близки между собой и что кварковые системы, которые отличаются друг от друга только заменой u-кварков на d-кварки, очень сходны по своим основным характеристикам и образуют изотопическое семейство частиц. Отдельные члены такого изотопического семейства можно рассматривать как различные зарядовые состояния одной и той же частицы (в данном случае протон и нейтрон — различные состояния нуклона). Подтверждение такой картины можно получить, если рассматривать свойства мезонов, состоящих из u- и d-кварков и соответствующих антикварков. Здесь могут существовать системы с нулевым барионным зарядом $[u\widetilde{d}]$, $[d\widetilde{u}]$ и $[u\widetilde{u}] \rightleftarrows [d\widetilde{d}]$ [1]). Они обладают электрическими зарядами $+1$; -1 и 0. Самые легкие такие системы — это уже известные нам π^+-, π^-- и π^0-мезоны, которые также образуют изотопическое семейство π-мезонов. Интересно отметить, что π^+- и π^--мезон — это частица и античастица (как видно из их кварковой структуры). π^0-мезон как истинно-нейтральная частица (т. е. частица, у которой все заряды равны нулю) тождественна своей античастице. Принадлежность частицы и античастицы к одному изотопическому семейству является общим свойством всех мезонов, состоящих из u- и d-кварков.

Отнюдь не любые системы, имеющие один и тот же кварковый состав, должны быть близки между собой по свойствам и входить в одно изотопическое семейство. Подобно тому как в атомах могут существовать основные и возбужденные состояния, так и в кварковых системах помимо основных состояний с наименьшими массами возможны и «*возбужденные* состояния», характеризующиеся большими значениями масс. Если эти «возбужденные состояния» лежат достаточно высоко и могут, излучая π-мезоны, переходить в более низкие состояния, то такие переходы осуществляются благодаря сильным взаимодействиям. При этом «возбужденные состояния» имеют времена жизни, характерные для сильных взаимодействий ($\sim 10^{-23}$ с). Как уже

---

[1]) Так как нейтральные системы $u\widetilde{u}$, $d\widetilde{d}$ могут переходить друг в друга (этот процесс можно рассматривать как аннигиляцию $u\widetilde{u}$-пары и образование $d\widetilde{d}$-пары и наоборот), то $[u\widetilde{u}] \rightleftarrows [d\widetilde{d}]$-системы — это нейтральная составная частица, которая часть времени пребывает в состоянии $u\widetilde{u}$, а часть времени — в состоянии $d\widetilde{d}$ (т. е. π^0-мезон).

говорилось раньше, обнаружено очень большое число таких «возбужденных» барионов и мезонов, которые также группируются в свои изотопические семейства. Для «возбужденных» частиц изотопические семейства могут носить и другую структуру — например, среди барионов встречаются группы из 4 частиц $\Delta^{++} = [uuu]$, $\Delta^{+} = [uud]$, $\Delta^{0} = [udd]$, $\Delta^{-} = [ddd]$; их называют Δ-изобарами, а среди мезонов — «семейства», состоящие только из одной частицы.

Рассмотрим теперь адроны, в которые, помимо u- и d-кварков, входят и кварки с другими ароматами — их называют странные частицы, очарованные частицы и т. д. Продемонстрируем основные особенности кваркового строения таких адронов на примере частиц со странными s-кварками, которые изучены гораздо более полно, чем очарованные и прелестные частицы.

Частицы с s-кварками имеют отличную от нуля странность. Если в состав странного бариона, или, как его еще называют, *гиперона*, входит всего один странный кварк, то странность гиперона $S = -1$. Такой частицей является Λ-гиперон или целое изотопическое семейство из трех Σ-гиперонов: $\Lambda^0 = [uds]$ — Λ-гиперон ($Q_\Lambda = 0$, $B_\Lambda = 1$), и $\Sigma^+ = [uus]$, $\Sigma^0 = [uds]$, $\Sigma^- = [dds]$ — Σ-гипероны, отличающиеся друг от друга зарядами и значениями изотопических ароматов. Гипероны с двумя странными кварками характеризуются странностью $S = -2$ и образуют изотопическое семейство из двух частиц, получивших название Ξ-гиперонов. Их кварковая структура $\Xi^0 = [uss]$ и $\Xi^- = [dss]$, а отсюда легко можно получить значения их квантовых чисел. Существует и Ω^--гиперон со странностью $S = -3$, состоящий из одних s-кварков: $\Omega^- = [sss]$. Так как в Ω^--гиперон не входят u- или d-кварки, то у него нет «близких родственников»: соответствующее изотопическое семейство состоит всего из одной частицы.

Перейдем теперь к странным мезонам. Здесь должны существовать частицы типа $[\widetilde{s}u]$ и $[\widetilde{s}d]$. Самые легкие из них («основные состояния») получили название K-мезонов и образуют изотопическое семейство из двух частиц: $K^+ = [\widetilde{s}u]$ и $K^0 = [\widetilde{s}d]$. Их странность $S = +1$. Как видно из кварковой структуры этих мезонов, их античастицы образуют другое изотопическое семейство из двух частиц с $S = -1$ — так называемые анти-K-мезоны: $K^- = [s\widetilde{u}]$ и $\widetilde{K}^0 = [s\widetilde{d}]$.

Помимо самых легких странных барионов и K-мезонов, существует большое количество их «возбужденных состояний» — более тяжелых короткоживущих странных частиц. Здесь все обстоит так же, как и для «обычных» частиц из u- и d-кварков.

В последние годы были найдены и другие классы адронов с новыми квантовыми числами, похожими на странность, — очарованные и прелестные барионы и мезоны. В состав этих частиц, помимо рассмотренных ранее u-, d- и s-кварков, входят очарованные c-кварки и прелестные b-кварки. Кварковая модель предсказывает очень большое разнообразие таких новых частиц, представляющих собой все возможные комбинации из трех кварков (барионы) или из кварка и антикварка (мезоны). Пока из всего этого многообразия было обнаружено только

несколько очарованных и прелестных адронов. Данные об этих уже найденных частицах и об их кварковой структуре приведены в табл. 13.

Странные частицы, как правило, обладают несколько бо́льшими массами, чем «обычные частицы», очарованные частицы значительно более массивные, чем странные (их массы 2–3 ГэВ/c^2), а прелестные частицы характеризуются еще бо́льшими массами ($>$ 5 ГэВ/c^2). Такие различия в массах этих частиц связывают с различием масс составляющих кварков (см. табл. 14). В последнее время получены данные о том, что существует еще один класс адронов с очень большими массами 30–40 ГэВ/c^2. В состав этих адронов, по-видимому, входят очень тяжелые t-кварки.

Мы видели раньше, что близость в свойствах u- и d-кварков привела к существованию изотопических семейств адронов, очень сходных между собой. s-кварк, хотя и отличается от u- и d-кварков, но не слишком сильно. Это позволяет объяснить, почему отдельные изотопические семейства адронов, в состав которых входят u-, d- и s-кварки, объединяются в некоторые родственные группы частиц, о которых говорилось в предыдущем параграфе. Более сложный анализ, основанный на кварковой модели, позволил установить состав и некоторые характеристики таких групп, которые прекрасно согласуются с опытом. Таким образом, кварковая модель позволяет хорошо объяснить основные черты систематики адронов.

§ 241. Кварковая модель и процессы образования и распада адронов. Пользуясь правилами кварковой модели (§ 239) и данными табл. 13, 14 (§§ 239, 240), скажем теперь несколько слов о том, как в теории кварков описываются различные адронные реакции. Вспомним, например, образование π-мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях $n + p \to n + n + \pi^+$ (§ 232). В кварковой модели эту реакцию следует записать следующим образом:

$$[\underbrace{udd}_{n}] + [\underbrace{uud}_{p}] \to [\underbrace{udd}_{n}] + [\underbrace{udd}_{n}] + [\underbrace{u\widetilde{d}}_{\pi^+}]. \tag{241.1}$$

Мы видим, что реакция образования π-мезона свелась к образованию кварк-антикварковой пары $d\widetilde{d}$ и к перегруппировке кварков между собой. Такая реакция удовлетворяет правилам кварковой модели (§ 239, пункт 4) и может идти. Другой пример — это процесс образования барионов и антибарионов $\pi^- + p \to \pi^- + p + p + \widetilde{p}$ (такое взаимодействие зарегистрировано на фотографии в пузырьковой камере — рис. 416). В модели кварков имеет место процесс

$$[\underbrace{d\widetilde{u}}_{\pi^-}] + [\underbrace{uud}_{p}] \to [\underbrace{d\widetilde{u}}_{\pi^-}] + [\underbrace{uud}_{p}] + [\underbrace{uud}_{p}] + [\underbrace{\widetilde{u}\widetilde{u}\widetilde{d}}_{\widetilde{p}}], \tag{241.2}$$

т. е. образование двух $u\widetilde{u}$-пар и одной $d\widetilde{d}$-пары, которые затем сгруппировались в протон и антипротон.

Рассмотрим теперь реакции образования странных частиц. Здесь также разрешены только такие процессы, которые сводятся к образованию (аннигиляции) кварк-антикварковых пар с определенным ароматом и к перегруппировке кварков. Например, реакция

$$[\underbrace{u\widetilde{d}}_{\pi^+}] + [\underbrace{uud}_{p}] \to [\underbrace{uus}_{\Sigma^+}] + [\underbrace{\widetilde{s}u}_{K^+}] \tag{241.3}$$

сводится к аннигиляции $d\widetilde{d}$-пары и к рождению $s\widetilde{s}$-пары и поэтому является разрешенной. Она наблюдалась на снимках в жидководородной пузырьковой камере. Вместе с тем, для того чтобы шла реакция

$$[\underbrace{\widetilde{u}d}_{\pi^+}] + [\underbrace{uud}_{p}] \to [\underbrace{uus}_{\Sigma^+}] + [\underbrace{s\widetilde{u}}_{K^-}], \tag{241.4}$$

кварки должны изменяться: два s-кварка должны перейти в два u-кварка. Согласно основным положениям кварковой модели такие процессы не могут происходить — во всяком случае в сильных и электромагнитных взаимодействиях, в которых ароматы сохраняются. И действительно, реакция (241.4) никогда не наблюдалась ни в одном эксперименте.

Можно рассмотреть и ряд других реакций — например тех, в которых происходит совместное рождение целых групп странных частиц. Такой анализ носит очень простой характер. Как видно из рассмотренных выше примеров, он, по сути, сводится к некоторой «игре в кубики», где под кубиками подразумеваются кварки с определенными ароматами. «Правила игры» здесь сформулированы в постулатах кварковой модели (см. § 239).

В последние годы во многих сильных и электромагнитных процессах при высоких энергиях наблюдались события совместного образования очарованных и прелестных адронов. Распады таких частиц обусловлены слабыми взаимодействиями и характеризуются временами жизни 10^{-12}–10^{-13} с. При этом частицы успевают пролететь очень малые расстояния, которые даже при релятивистском возрастании их времени жизни (см. § 236) оказываются порядка нескольких миллиметров. Для регистрации таких частиц нужны детекторы, которые позволят надежно измерять столь малые расстояния. На рис. 424 представлены снимки событий $\pi^- p$-взаимодействий, полученные в специальных небольших пузырьковых камерах, в которых удалось получить очень точные фотографии с хорошим пространственным

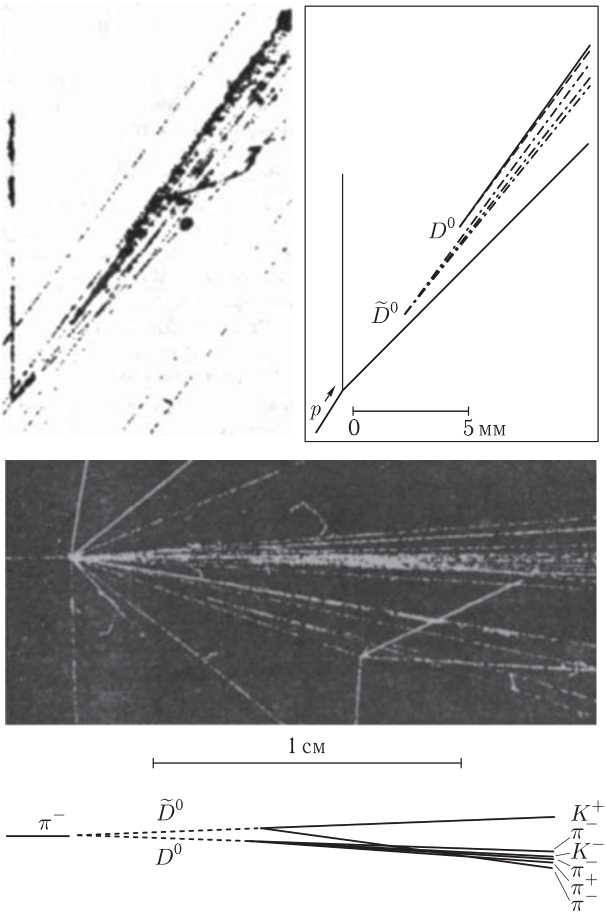


Рис. 424. Образование и распад очарованных D^0 и $\widetilde{D}^0$-мезонов. На рисунке показаны две фотографии событий парного образования очарованных частиц в реакции $\pi^- + p \to D^0 + \widetilde{D}^0$ (другие частицы) в пузырьковых камерах с высоким пространственным разрешением. D^0-мезоны имеют время жизни $\sim 10^{-12}$ с и пролетают расстояния в несколько мм. Зарегистрированы их распады $D^0 \to K^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ и $\widetilde{D}^0 \to K^+ + \pi^-$. Вверху справа и внизу приведены схемы соответствующих событии

разрешением. На этих снимках наблюдается парное образование очарованных частиц — D^0-мезона и $\widetilde{D}^0$-мезона — в сопровождении других адронов (в основном π-мезонов):

$$\pi^- + p \to D^0 + \widetilde{D}^0 + (\text{другие частицы}). \tag{241.5}$$

С точки зрения кварковой модели реакция сводится к образованию некоторого количества кварк-антикварковых пар (в том числе и пары $c\widetilde{c}$-кварков), которые затем группируются в D^0- и $\widetilde{D}^0$-мезоны и в дополнительные адроны. Вообще надо отметить, что при высоких энергиях в процессах соударений может наблюдаться образование очень большого числа кварк-антикварковых пар, которые проявляются затем во множественном образовании адронов. Одно из таких событий, полученное на встречных пучках протонов и антипротонов при огромной доступной энергии 540 ГэВ, уже приводилось на рис. 423.

Кварковые ароматы не являются строго сохраняющимися квантовыми числами, и они могут меняться в слабых взаимодействиях. Слабые распады адронов поэтому обусловлены переходами кварков с одними ароматами в кварки с другими ароматами (см. § 239, пункт 5). Например, наблюдается распад странных Λ-гиперонов по каналу $\Lambda \to p + \pi^-$ (см. фотографию на рис. 419). Этот процесс на языке кварковой модели может быть описан в два этапа. Слабые взаимодействия приводят к переходу $s \to u$, в котором s-кварк превращается в u-кварк с другим ароматом. Происходит также «слабое» образование кварк-антикварковой пары $d\widetilde{u}$ с разными ароматами кварков [1]). Таким образом, первый этап гиперонного распада сводится к «слабому» переходу $s \to u + d + \widetilde{u}$. Затем, на втором этапе, благодаря уже сильным взаимодействиям, происходит перегруппировка кварков с образованием двух адронов — протона и π^--мезона:

$$[uds] \xrightarrow[\substack{\text{«слабый»}\\ \text{переход}\\ s\to ud\widetilde{u}}]{\text{I этап}} \boxed{udud\widetilde{u}} \xrightarrow[\substack{\text{сильные}\\ \text{взаимодействия}}]{\text{II этап}} [\underbrace{uud}_{p}] + [\underbrace{\widetilde{u}d}_{\pi^-}]. \qquad (241.6)$$

Этот пример показывает, что сильные взаимодействия также играют определенную роль в слабых распадах адронов, осуществляя образование сильновзаимодействующих частиц в конечном состоянии. Однако в основе таких слабых распадов лежит слабый процесс, вызывающий превращения начальных кварков.

В заключение рассмотрим еще β-распад нейтронов $n \to p + e^- + \widetilde{\nu}_e$, о котором уже не раз говорилось (см. §§ 230, 233). Слабые взаимодействия вызывают здесь переход d-кварка

---

[1]) Подчеркнем еще раз принципиальное отличие этого процесса от сильных взаимодействий, где может происходить только рождение кварк-антикварковых пар с противоположными по знаку значениями одного и того же аромата.

в u-кварк с образованием лептонов e^- и $\widetilde{\nu}_e$:

$$d \to u + e^- + \widetilde{\nu}_e,$$
$$\underbrace{[udd]}_{n} \to \underbrace{[uud]}_{p} + e^- + \widetilde{\nu}_e. \qquad (241.7)$$

Слабые силы, как видно из этого примера, изменяют индивидуальность не только кварков, но и лептонов, образуя пару лептонов разных типов (о лептонах подробнее будет сказано в следующем параграфе).

§ 242. Лептоны. Промежуточные бозоны. Единство всех взаимодействий. Бурное развитие физики элементарных частиц последних лет существенно изменило наши представления не только об адронах, но и о лептонах, т. е. частицах, обладающих только слабым и электромагнитным (заряженные лептоны) взаимодействиями. Помимо двух пар лептонов, известных ранее (электроны и электронные нейтрино и мюоны и мюонные нейтрино — см. §§ 231, 233, 234), был открыт еще один тяжелый заряженный лептон, получивший название тау-лептона (τ^-). Вместе с τ-лептоном, по-видимому, должно существовать еще одно нейтрино — так называемое тау-нейтрино (ν_τ). Правда, это последнее пока еще не наблюдалось в прямых экспериментах. Тау-нейтрино могут появляться, например, при распаде тау-лептонов или вылетать вместе с тау-лептонами в распадах более тяжелых частиц.

У каждого лептона существует соответствующая античастица — антилептон. Многочисленные опыты показали, что вплоть до расстояний порядка 10^{-16} см лептоны и антилептоны ведут себя как элементарные «точечные» объекты. Именно лептоны вместе с кварками и представляют собой, как сегодня думают, истинно элементарные, или фундаментальные частицы (см. табл. 14).

Все процессы образования и распада лептонов (о некоторых из них говорилось раньше — см. § 233) могут быть объяснены, если считать, что у лептонов также есть определенные сохраняющиеся квантовые числа, называемые «лептонными зарядами» и напоминающие барионный заряд.

Сейчас известно три типа таких лептонных зарядов — электронный (l_e), мюонный (l_μ) и тау-лептонный (l_τ):

1) у электронов e^- и электронных нейтрино ν_e электронный лептонный заряд $l_e = +1$, у их античастиц (e^+, $\widetilde{\nu}_e$) $l_e = -1$, у всех других частиц $l_e = 0$;

2) у мюонов μ^- и мюонных нейтрино ν_μ мюонный лептонный заряд равен $l_\mu = +1$, у соответствующих антилептонов (μ^+, $\widetilde{\nu}_\mu$) $l_\mu = -1$, у всех остальных частиц $l_\mu = 0$;

3) у тау-лептона τ^- и тау-нейтрино ν_τ $l_\tau = +1$; у анти-тау-лептонов (τ^+, $\widetilde{\nu}_\tau$) $l_\tau = -1$; у всех других частиц $l_\tau = 0$.

Во всех исследованных до сих пор процессах все три лептонных заряда сохраняются. В качестве упражнения читателям предлагается с помощью представления о сохраняющихся лептонных зарядах показать, что распады (233.1), (233.2) и реакции (233.3), (233.4) могут происходить в природе, а такие процессы, как $\widetilde{\nu}_e + n \to p + e^-$, $\nu_\mu + n \to p + e^-$, $\mu^- \to e^- + \gamma$, $\tau \to \mu^+ + e^+ + e^-$, оказываются запрещенными. Действительно, эти и другие переходы, нарушающие законы сохранения лептонных зарядов, никогда не наблюдались ни в одном из многочисленных поисковых экспериментов. Барионные заряды и кварковые ароматы у лептонов отсутствуют, т. е. соответствующие квантовые числа равны нулю. Это связано с тем, что лептоны вообще не участвуют в сильных взаимодействиях.

В табл. 14 мы поместили те частицы, которые сегодня считаются истинно элементарными. Адроны в нее не входят, так как их сложное внутреннее строение установлено вполне надежно, и доказано, что именно кварки, «склеенные» обменом глюонов, являются теми структурными элементами, из которых состоят адроны. Однако эту таблицу надо дополнить еще другими элементарными частицами. Это прежде всего фотоны — кванты электромагнитного поля, которые осуществляют электромагнитные взаимодействия между заряженными частицами. Сюда же мы поместили глюоны, осуществляющие взаимодействия между кварками и вместе с кварками осужденные к «пожизненному заключению» внутри адронов.

Очень важную роль в физике элементарных частиц играют и слабые взаимодействия. Как уже отмечалось, это единственное взаимодействие в природе, которое может менять индивидуальность фундаментальных частиц — лептонов и кварков — и вызывать взаимное превращение между такими частицами (подчиняясь, однако, при этом законам сохранения барионного и лептонных зарядов). Давно уже обсуждался вопрос о том, каков же механизм действия слабых сил. Высказывались предположения, что эти силы обусловлены обменом особыми квантами поля слабых взаимодействий, которые получили название промежуточных бозонов. В отличие от глюонов, промежуточные бозоны, как и фотоны, должны существовать в свободном

состоянии. Теория позволила предсказать существование трех таких промежуточных бозонов: $W^{\pm}$- и Z^0-частиц. И вот, наконец, в 1982–1983 гг. промежуточные бозоны были обнаружены, и это открытие явилось настоящей сенсацией.

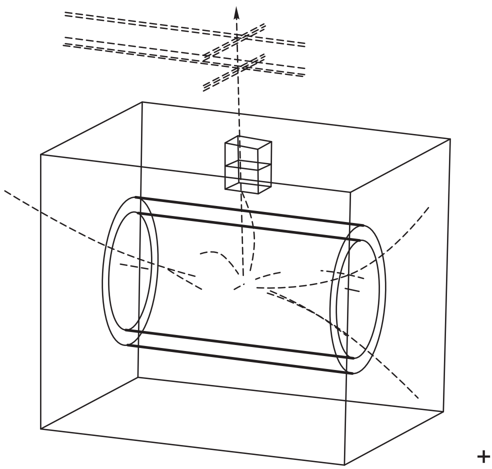


Рис. 425. Образование и распад промежуточных бозонов. Показан снимок с дисплея ЭВМ, на которой обрабатывались события, зарегистрированные на установке UA-1 (рис. 422). Пучки протонов и антипротонов направлены по оси цилиндрической газоразрядной камеры установки, схематически изображенной на дисплее. Показано событие $\widetilde{p}p$-взаимодействия, в котором образуется тяжелый промежуточный бозон W. На снимке зарегистрировано событие $\widetilde{p} + p \to W +$ (другие частицы). Наблюдается распад $W \to \mu + \nu_\mu$: мюон — это почти поперечный трек с большим импульсом. Нейтрино вылетает в противоположном направлении. Оно не может наблюдаться непосредственно, но идентифицируется по кинематике события, так как ν_μ уносит большой импульс

Промежуточные бозоны были зарегистрированы в сложнейших опытах на ускорителе-накопителе со встречными протон-антипротонными пучками, при энергии каждого из сталкивающихся пучков 270 ГэВ (сейчас эта энергия увеличена уже до 450 ГэВ). Это самая высокая энергия, полученная искусственным путем. Общий вид одной из двух огромных установок, на которых было сделано это замечательное открытие, показан на рис. 422, а на рис. 425 приведен снимок с дисплея ЭВМ, на котором зарегистрировано событие образования и распада промежуточного W-бозона.

Массы промежуточных бозонов оказались очень большими — они почти в 100 раз превышают массы нуклонов (см. табл. 14). Это — самые тяжелые частицы, созданные в лаборатории.

Открытие промежуточных бозонов завершило очень важный цикл исследований, который показал, что слабые и электромагнитные силы, несмотря на свое кажущееся различие, тесно связаны между собой и по существу оказываются проявлениями одного и того же взаимодействия, получившего название электрослабого. В настоящее время предпринимаются усиленные попытки установить связи между электрослабым взаимодействием и сильным, а в дальнейшем даже попытаться понять единую природу всех четырех типов сил, которые существуют в природе — сильных, электромагнитных, слабых и гравитационных.

Представление о единстве сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий вступает в противоречие с разделением фундаментальных частиц на кварки, обладающие сильными взаимодействиями, и лептоны, которые такими взаимодействиями не обладают. О некоторой общности кварков и лептонов, возможно, говорит их разбиение на группы, имеющие сходную структуру. Как видно из табл. 14, можно говорить о трех таких группах, или, как их называют, поколениях, фундаментальных частиц: легкие u-, d-кварки и легкие лептоны e, ν_e образуют первое такое поколение; более тяжелые c- и s-кварки вместе с мюонами и мюонными нейтрино составляют второе поколение; и, наконец, самые тяжелые кварки (t и b) и лептоны (τ, ν_τ) входят в состав третьего поколения. По-видимому, должны существовать какие-то процессы, в которых кварки переходят в лептоны, а различные типы лептонов (e, μ, τ) также испытывают взаимные превращения. Поиски таких явлений, в которых, хотя и с очень малой вероятностью, но все же имеет место несохранение барионного и лептонных зарядов, представляют огромный интерес для современной науки. Например, сейчас во многих лабораториях мира интенсивно ведутся поиски распадов протонов на более легкие частицы ($p \to e^+ + \gamma$; $p \to e^+ + \pi^0$; $p \to \mu^+ + \pi^0$ и т. д.). Из-за большой массы протона в таких распадах должна выделяться значительная энергия.

Поиски распада протонов проводятся на сложных установках с большими «чувствительными объемами» вещества. Термин «чувствительный объем» означает, что если какой-нибудь нуклон в этом объеме распадается на легкие частицы, то такой распад будет зарегистрирован. Чувствительные объемы существующих и строящихся сейчас установок содержат в себе 10^{31}–10^{33} нуклонов, а экспозиции на этих установках длятся годами. Для защиты

от космического излучения установки располагаются в подземных лабораториях на большой глубине. Пока не удалось надежно зарегистрировать распад протона. Несколько найденных событий — «кандидатов в протонные распады» — могут быть объяснены фоновыми процессами. В этих опытах установлено, что протон, если даже он и не является абсолютно стабильным, имеет огромное время жизни $\tau_p > 10^{31}$–10^{32} лет. Это означает, например, что в человеке за всю его жизнь с большой вероятностью не распадается ни один протон. Масштаб жизни протона оказывается огромным даже по сравнению с временем жизни Вселенной ($\sim 10^{10}$ лет).

Ответы и решения к упражнениям

РАЗДЕЛ I

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

1. $g = 9{,}87$ м/с^2. Наибольшее значение g на Земле — на полюсах — немного более 9,83 м/с^2.

2. $l = 895$ м.

3. Ускорение свободного падения на экваторе и на полюсе составляет соответственно 9,780 и 9,832 м/с^2. Так как длины маятников одинаковы, то отношение периодов будет

$$\frac{T_{\text{экв}}}{T_{\text{пол}}} = \sqrt{\frac{9{,}832}{9{,}780}} = 1{,}002.$$

Таким образом, в течение 1000 колебаний маятника на экваторе маятник на полюсе совершит 1002 колебания.

4. $l = 99{,}5$ м.

5. $l = 2h/\pi^2$.

6. По дуге окружности шарик скатывается за четверть периода маятника длины R, т. е. (h мало по сравнению с R) за время $t_1 = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{R}{g}}$. По хорде шарик скатывается за время $t_2 = \sqrt{\frac{2s}{g\sin\alpha}}$, где s — длина хорды, а α — угол ее наклона к горизонтальной плоскости: $\sin\alpha = h/s$. Учитывая, что $s^2 = 2hR$, получаем $t_2 = 2\sqrt{\frac{R}{g}}$. Таким образом, t_2, как и l_1, не зависит от h. Скорость обоих шариков в нижней точке одинакова и равна $v = \sqrt{2gh}$.

7. По мере выливания воды центр тяжести будет понижаться, т. е. будет увеличиваться длина маятника, а значит, и период.

8. Период пружинного маятника равен $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$, где k — жесткость пружины, т. е. коэффициент пропорциональности между растягивающей силой F и удлинением пружины l: $F = kl$. Если F есть сила тяжести, действующая на колеблющийся груз, т. е. $F = mg$, то мы получаем

$$k = \frac{F}{l} = \frac{mg}{l}.$$

Подставляя это выражение k в формулу для периода T, находим

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}\,.$$

При $g = 9{,}81$ м/с^2 и $l = 0{,}002$ м получаем $T = 0{,}09$ с.

9. Такие толчки равносильны действию суммы синусоидальных сил, причем наинизшая (основная) частота в два раза выше собственной частоты маятника. Следовательно, ни основная частота силы, ни ее обертоны не могут попасть в резонанс.

10. Возвращающая сила равна $mg\sin\varphi$, где φ — угол отклонения маятника. При малых углах φ эта сила пропорциональна самому углу, так как для малых φ можно считать $\sin\varphi \approx \varphi$. Если бы сила для всех углов оставалась пропорциональной углу (т. е. была бы равна $mg\varphi$), то изохронизм сохранялся бы для всех амплитуд. Но с ростом угла сила растет медленнее, чем угол ($\sin\varphi < \varphi$). Поэтому с увеличением амплитуды период будет удлиняться.

11. Сокращения сердца.

12. Если представить себе, что на экране начерчен квадрат с горизонтальными и вертикальными сторонами, то пятнышко будет двигаться: а) по одной диагонали квадрата; б) по другой диагонали; в) по вписанной в квадрат окружности.

13. 32 мин и 1,28 с.

14. 7,5 раза.

15. Световой год равен $9{,}5 \cdot 10^{12}$ км. Парсек равен $3{,}1 \cdot 10^{13}$ км.

16. При близкой молнии первичная звуковая волна от самой молнии во много раз сильнее, чем эхо, приходящее потом от различных более удаленных отражающих предметов: облаков, леса, холмов и т. п. При далекой же молнии первичная и отраженные волны доходят к нам уже меньше различающимися по силе.

17. $\lambda = 89{,}6$ м.

18. $T = 1/140$ с, $\nu = 140$ Гц, $\lambda = 2{,}4$ м.

19. $l = 2{,}6$ мм в начале звуковой дорожки и 1 мм в конце.

20. Продольная звуковая волна, распространяющаяся по проволоке, практически не дает никакого рассеяния энергии в стороны, т. е. получается направленное распространение звука (по проволоке). Поглощение волны в материале проволоки также невелико.

21. При увеличении расстояния между источниками число чередующихся линий максимумов и минимумов будет возрастать. Если расстояние d между источниками лежит между $\left(n - \frac{1}{2}\right)\lambda$ и $\left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$, то число линий минимумов будет $2n$. При $d < \lambda/2$ всюду будет только усиление колебаний, так как разность хода, нигде не превышающая d, всюду будет меньше $\lambda/2$.

22. Тон повышается из-за увеличения скорости звука в воздухе. Если не учитывать весьма малого влияния расширения самих инструментов, превышение тона у металлических и деревянных труб одинаково.

23. Примерно 28 см.

24. Надо измерить глубину канала в ключе. Она равна четверти длины волны в воздухе на искомой частоте.

25. Если основная частота трубы, открытой с обоих концов, есть ν, то обертоны будут 2ν, 3ν, 4ν, 5ν и т. д. У трубы, закрытой с одного конца и имеющей ту же длину, основная частота будет равна $\nu/2$, а частоты обертонов будут $3\frac{\nu}{2}$, $5\frac{\nu}{2}$, $7\frac{\nu}{2}$, $9\frac{\nu}{2}$ и т. д. Таким образом, частота четвертого обертона закрытой трубы составляет 0,9 от частоты четвертого обертона открытой.

26. Если при колебании с какой-либо из собственных частот в теле имеется несколько пучностей, то данное колебание гасится независимо от того, в какой из пучностей его задержать (рис. 100, *б*).

27. Частота понизится.

28. $\nu = 5000$ Гц, $\lambda = 68$ мм.

29. Платиновая струна должна быть в 1,7 раза короче стальной.

30. Формулу для основной частоты струны можно записать в виде $\nu = 2\sqrt{F/lm}$, где F — сила натяжения струны, l — длина и m — масса струны.

Таким образом, увеличивая m, можно снизить частоту ν, не прибегая к чрезмерному удлинению струны или ослаблению натяжения.

31. При условии, что длина мола или дамбы гораздо больше длины волн на море. На практике это всегда выполнено.

32. В первом случае возвращающая сила возрастает за счет кулоновского притяжения между шариками, т. е. дело будет обстоять так, как будто увеличилось g. Следовательно, период уменьшится. Во втором случае сила кулоновского притяжения направлена вдоль нити, и период не изменится (сила натяжения нити будет несколько меньше).

33. $C = 50$ пФ.

34. Длина вибратора $l = 9{,}42$ м.

35. От 17,2 до 28,5 пФ.

РАЗДЕЛ II

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

1. Приблизительно в 11 раз.

2. Вследствие того, что различные участки протяженного источника находятся на разных расстояниях от места, где измеряется освещенность.

3. Никакая линза в действительности не дает строго параллельного пучка лучей; под «параллельным» пучком лучей всегда подразумеваются лучи, сходящиеся или расходящиеся под малым углом.

4. 1000 лм.

5. 2500 лк.

6. $\Phi = 1260$ лм, $E = 11$ лк.

7. Для получения строго параллельного пучка лучей, выходящего из гиперболоида, нужно было бы установить светящуюся точку в его

фокусе. Это невозможно осуществить по следующим причинам: а) всякий излучатель энергии обладает определенными, хотя бы и очень малыми размерами; б) всякая оптическая система дает более или менее значительные погрешности изображения, поэтому в реальной системе фокус не является геометрической точкой. Еще более существенно, что волновая природа света приводит к отклонениям световых пучков от параллельности из-за явления дифракции (см. гл. VIII).

8. 28 600 кд/м^2.

9. $5 \cdot 10^8$ кд/м^2.

10. Освещенность в середине стола 50 лк; освещенность на краю стола 25,6 лк.

11. Поглощенный световой поток $\Phi_\alpha = 800$ лм; прошедший световой поток $\Phi_\tau = 700$ лм; коэффициент отражения $\rho = 0{,}25$; коэффициент пропускания $\tau = 0{,}35$.

12. $\Phi_\rho = 650$ лм. Поскольку в данном случае прошедший световой поток $\Phi_\tau = 0$, то $\Phi_\alpha = 350$ лм.

13. $E = 20\,000$ лк, $L = 4330$ кд/м^2.

14. 12 730 кд/м^2.

15. Для упрощения расчета можно считать, что Солнце представляет собой диск с диаметром $d = 1{,}4 \cdot 10^6$ км и постоянной яркостью $L = 1{,}5 \cdot 10^9$ кд/м^2. Тогда $I = 2{,}25 \cdot 10^{27}$ кд, $E = 10^5$ лк.

16. $L = 2{,}26 \cdot 10^8$ кд/м^2.

17. $I = 225$ кд.

18. Изображение будет отчетливым, если отверстие достаточно мало (но не слишком мало, рис. 179). То, что изображение получается перевернутое, нетрудно понять с помощью рис. 177.

19. Для всех лучей пучка углы, образуемые ими после отражения с перпендикуляром к зеркалу, в силу закона отражения одинаковы.

20. 45°.

21. Угол падения определяется условием $\operatorname{tg}\varphi = n$.

22. Рассмотрим рис. 182, *а* и *б*. Предположим, что угол падения луча CB на рис. 182, *б* равен углу падения луча AB на рис. 182, *а*, т. е. $i_1 = i$. По закону отражения $i = i_1'$, следовательно, $i_1 = i'$. Снова применяя закон отражения, находим $i_1 = i_1'$, а так как $i_1 = i$, то $i_1' = i$. Но это означает, что направление луча BA на рис. 182, *б* будет совпадать с направлением BA на рис. 182, *а*, что и доказывает обратимость световых лучей при отражении.

23. Согласно принципу обратимости световых лучей такую систему осуществить нельзя.

24. $n = 1{,}07$.

25. $i_{\text{пр}} = 33°$.

26. Для смещения l луча находим формулу $l = \dfrac{d\sin(\varphi - r)}{\cos r}$. В данном случае $l = 3{,}45$ мм.

27. б) Благодаря преломлению световых лучей при переходе их из воды в воздух, они попадают в глаз наблюдателя; наблюдатель «видит» монету на продолжении лучей, проходящих в воздухе. в) Объяснение аналогично случаю б). г) В пустыне непосредственно над горячим пес-

ком находится нагретый воздух, выше которого расположен слой более холодного воздуха с большим показателем преломления. Луч света n искривляется благодаря неоднородности показателя преломления воздуха; поэтому, когда он попадает в глаз наблюдателя, то кажется, что он исходит из точки A'. Наблюдатель видит одновременно вершину дерева A и ее «отражение» A', что создает иллюзию дерева, стоящего на берегу озера. д) Вследствие преломления света рыба видит дерево на берегу сильно смещенным вверх и наклоненным. Изображение ныряльщика из-за полного внутреннего отражения приподнято над поверхностью воды.

28. $\dfrac{n}{a} + \dfrac{n'}{a'} = \dfrac{n' - n}{r}$.

29. При $\dfrac{1}{a} = 0$ имеем (см. упражнение 28) $a' = f' = \dfrac{n'r}{n' - n}$ аналогично при $\dfrac{1}{a'} = 0$, $a = f = \dfrac{nr}{n' - n}$; отсюда $\dfrac{f}{f'} = \dfrac{n}{n'}$.

30. 133 см $\left(\text{в данном случае } \dfrac{1}{r_2} = 0\right)$.

31. $a' = 66{,}7$ см, $\beta = 0{,}667$, $\gamma = 1{,}5$.

32. Изображение мнимое, $a' = 40$ см, $\beta = 2$, $\gamma = 0{,}5$.

33. Изображение обратное, $a' = 60$ см, $\beta = 2$.

34. Указание. Воспользоваться основной формулой тонкой линзы (см. (89.6)).

35. Указание. Воспользоваться построениями, данными на рис. 217–221, 210, 214.

36. $f = 50$ см.

37. Указание. Следует построить изображения нескольких точек, лежащих на отрезке, и соединить найденные точки сплошной линией.

38. 2β.

39. Указание. Следует воспользоваться формулами (102.2) и (102.4). а) Изображение мнимое, прямое, $\beta = 3$, $\gamma = 1/3$; б) изображение действительное, обратное, $\beta = 1{,}5$, $\gamma = 2/3$; в) изображение действительное, обратное, $\beta = 0{,}6$, $\gamma = 5/3$.

40. Пользуясь формулой (102.1), находим

$$f' = \frac{x'}{\beta} = \frac{45}{3} = 15 \text{ см}.$$

Откладывая это расстояние от фокусов, находим положение главных плоскостей системы HH и $H'H'$ (рис. 426). Задняя главная плоскость лежит внутри системы, передняя впереди системы.

41. Фотоаппарат с телеобъективом позволяет получать снимки в большом масштабе при малой длине камеры.

42. Светосила пропорциональна квадрату оптической силы линзы.

43. Согласно формуле (109.5) имеем для освещенности изображения следующее выражение:

$$E' = \frac{\Phi'}{\sigma'} = \frac{L'A}{a'^2} \approx \frac{LA}{a'^2}.$$

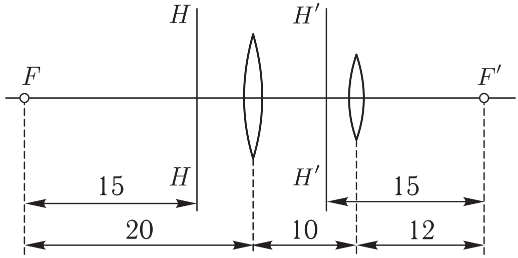


Рис. 426. К упражнению 40

Подставляя в эту формулу выражение для яркости объекта (формула (77.1)), находим освещенность изображения

$$E' = \frac{\pi L d^2}{4f^2} = \frac{\rho E}{4}\left(\frac{d}{f}\right)^2 = \frac{0{,}70 \cdot 40}{4}\left(\frac{1}{2{,}5}\right)^2 = 1{,}12 \text{ лк}.$$

44. Пользуясь формулой для освещенности E' из предыдущего упражнения, получаем

$$E' = \frac{0{,}95 \cdot 8 \cdot 10^8 \cdot \pi \cdot 2^2}{4 \cdot 5\,000^2} = 95 \text{ лк}.$$

45. Из рис. 427 видно, что

$$h = (x + f)\operatorname{tg}\alpha = (x' + f')\operatorname{tg}\alpha';$$

отсюда

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{x + f}{x' + f'}.$$

Но, согласно формулам (100.1), (102.1) и (102.2), имеем

$$f' = f, \quad x = \frac{f}{\beta}, \quad x' = f'\beta = f\beta;$$

таким образом,

$$\gamma = \frac{\frac{f}{\beta} + f}{f\beta + f} = \frac{1}{\beta}.$$

46. Указание. Следует воспользоваться формулами (100.1), (102.1) и (102.2).

47. 20,6 см.

48. $f = 60$ см.

49. Без просветления потери составляют 87 %; с просветлением 33 %.

50. В два раза.

51. 1,6 мм.

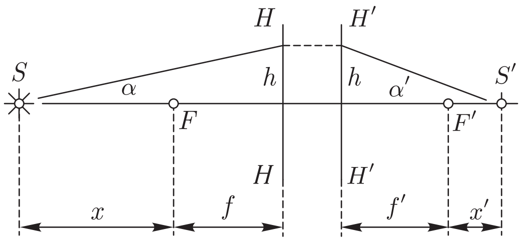


Рис. 427. К упражнению 45

52. В данном случае $a' = -D$, где D — расстояние наилучшего видения, а знак минус показывает, что предмет и изображение находятся с одной и той же стороны от линзы. По формуле линзы находим

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{f} + \frac{1}{D}.$$

Подставляя величину $1/a$ в формулу увеличения лупы, находим

$$N = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{D}{a} = \frac{D}{f} + 1.$$

53. В простейшем случае для этого достаточно слегка выдвинуть окуляр.

54. В 500 раз.

55. При отражении на первой призме меняются местами правая и левая стороны; при отражении на второй призме меняются местами верх и низ, объектив же полностью поворачивает изображение, т. е. система в целом дает прямое изображение. (Наличие окуляра ничего не меняет, так как он дает прямое изображение.)

56. 50 раз.

57. 64 раза.

58. Линза с бо́льшим фокусным расстоянием должна служить в качестве объектива. Увеличение трубы равно 5. Линзы должны быть расположены на расстоянии 18 см друг от друга.

59. $f_1 = 24$ см, $f_2 = 2$ см.

60. Экран должен иметь размеры $1{,}5 \times 2{,}25$ м и находиться на расстоянии 6,5 м от объектива. Конденсор должен располагаться непосредственно перед диапозитивом, т. е. на расстоянии 26 см от объектива, и иметь диаметр около 11 см. Расстояние конденсора от источника 11,7 см, фокусное расстояние конденсора 80 мм.

61. 0,01 с.

РАЗДЕЛ III

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

1. См. § 130.

2. См. § 127.

3. См. § 127.

4. а) В проходящем свете $r_{10} = 7{,}55$ мм; в отраженном $r_{10} = 7{,}75$ мм; б) $\lambda = 546$ нм; в) $l = 1{,}75$ мкм; г) $N = 7$.

5. Около 14 м.

6. $\lambda_2 = \lambda_1 \dfrac{1000}{999} = 589{,}6$ нм при $N = 1000$.

7. Равностоящие друг от друга полосы параллельны ребру клина; расстояние между соседними максимумами или минимумами равно 2,7 мм. С увеличением угла между пластинками ширина полос уменьшается.

9. 80 полос; число полос пропорционально толщине d и не зависит от размера пластинок.

10. Расстояние между соседними максимумами $h = D\lambda/l$.

11. $S_1S_2 = 0{,}18$ мм.

12. Ширина интерференционной полосы равна приблизительно 32 мм. При уменьшении угла бипризмы полосы становятся у́же; при увеличении расстояния до экрана — шире.

13. Полосы становятся у́же.

14. $r_1 = \sqrt{D\lambda}$, $r_2 = \sqrt{2D\lambda}$ (λ ничтожно мала по сравнению с D).

15. 3,14 мм^2.

16. $\lambda = 540$ нм.

17. В 1-м порядке для $\lambda < d$, в n-м порядке для $\lambda < d/n$.

18. Максимальное целочисленное значение, меньшее или равное d/λ; для числового примера — 19 порядков.

19. Не менее 10 штрихов.

20. $\dfrac{\lambda_m}{\lambda_n} = \dfrac{n}{m}$; а) ультрафиолетовые линии 300 и 200 нм; б) инфракрасная линия 900 нм. Если наблюдение ведется с помощью фотографической пластинки, то такое наложение может испортить спектрограмму; при наблюдении глазом такое перекрытие не мешает.

21. 2,9; 5,7; 8,6°.

22. а) 0,1 и 0,2 мм; б) 100 мм; в) в четвертом порядке; г) не зависит, 6 нм/мм, 3 нм/мм.

23. Объяснение надо искать в явлении дифракции на щели, образованной веками прищуренного глаза, и на решетке, образованной ресницами.

24. 6 мм (так как среднюю длину волны света при наблюдении глазом можно считать равной 500 нм).

26. $5{,}6 \cdot 10^8$ км.

27. 0,3 мм.

28. См. § 113.

29. 0,3 мкм. Примечание. Дальнейшее уменьшение фокусного расстояния объектива связано с уменьшением его диаметра, т. е. с уменьшением угловой разрешающей силы. Поэтому найденное в задаче значение 0,3 мкм определяет минимальные размеры, различимые в микроскоп (предел разрешения микроскопа).

30. Около 2 см. В действительности же, ввиду того что доска недостаточно черна, а изображение букв мелом на доске недостаточно отчетливо, буквы должны быть значительно крупнее.

31. Для глаза это расстояние должно быть равно приблизительно 120 км; для телескопа приблизительно 1/4 км.

32. В первом случае — белой (см. табл. 10), во втором — зеленой. Первый способ носит название *сложение цветов* (аддитивный цвет), второй — *вычитание цветов* (субтрактивный цвет).

33. Ярко-желтая, темно-желтая, ярко-желтая, желтая, черная.

34. См. §§ 166, 167, 171.

35. $v_{\text{макс}} = 7{,}7 \cdot 10^5$ м/с.

36. Для натрия $\lambda = 527$ нм, для вольфрама $\lambda = 275$ нм, для платины $\lambda = 233$ нм.

37. 1) Положительный, 2) около 0,8 нм, 3) нет, ибо работа выхода разных металлов очень мала по сравнению с $h\nu$ для рентгеновского излучения.

38. Около 35.

39. См. § 170.

40. I) темный — темный, II) темный — зелено-желтый, III) темный — темный, IV) темный — темный.

РАЗДЕЛ IV

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

1. $8e$.

2. 9800 км/с.

3. 4,1 эВ.

4. а) 20 см; б) 10 см.

5. 7,1 см.

6. 41 см.

7. Время оборота не зависит от скорости частицы. См. § 217.

8. $4{,}35 \cdot 10^{-8}$ с.

9. Для электрона $W/W_0 \approx 1{,}002$; 3; 2000. Для атома водорода $W/W_0 \approx 1{,}000001$; 1,001; 2.

12. 1,005; 7,1.

13. $3{,}5 \cdot 10^{-11}$ г.

14. 6,4 мм.

15. 1,5 мг.

16. 12; 10,1 и 1,8 эВ.

17. При облучении светом газообразного водорода при низкой температуре (атомы находятся в основном состоянии) возникают линии поглощения с длинами волн 122, 103, 97 нм и т. д. (серия Лаймана).

18. $F_e = 9 \cdot 10^{-8}$ Н, $F_g = 4 \cdot 10^{-47}$ Н.

19. Преобразовав первое из уравнений (209.5) и возведя его в квадрат, получим

$$p_e^2c^2 + m_e^2c^4 = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 + m_e^2c^4 - 2h\nu \cdot h\nu' + 2h(\nu - \nu')m_ec^2$$

или

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h\nu}{c}\right)\left(\frac{h\nu'}{c}\right) + 2hm_e(\nu - \nu').$$

Сравнивая это выражение для p_e^2 со вторым уравнением (209.5), получим

$$-\frac{2h^2}{c^2}\nu\nu' + 2hm_e(\nu-\nu') = -2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\vartheta,$$

$$\frac{h}{c^2}\nu\nu'(1-\cos\vartheta) = m_e(\nu-\nu'),$$

$$\frac{h}{m_e c}(1-\cos\vartheta) = c\frac{\nu-\nu'}{\nu\nu'} = \frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \lambda' - \lambda = \Delta\lambda.$$

Итак, $\Delta\lambda = \dfrac{2h}{m_e c}\sin^2\dfrac{\vartheta}{2} = 2\lambda_0\sin^2\dfrac{\vartheta}{2}$.

20. См. § 210.

21. $6\cdot 10^8$.

22. § 199.

23. $2{,}4\cdot 10^{-12}$ Å.

25. Через 1 мин.

26. Для α-частицы $E = 5\cdot 10^5$ В/м, $B = 0{,}23$ Тл; для β-частицы $E = 10^6$ В/м, $B = 0{,}0053$ Тл.

27. $3{,}7\cdot 10^{10}$ электронов в 1 с.

28. $18{,}5\cdot 10^{10}$ α-частиц в 1 с.

29. 18 мм^3.

30. 2,3 °С.

31. 0,38 мг.

32. а) $4{,}5\cdot 10^9$ лет, б) $1{,}2\cdot 10^9$ лет.

33. $\tau = 4{,}4\cdot 10^{-8}$ с (частота $\nu = 2{,}3\cdot 10^7$ Гц).

34. Около 110 МэВ; 550 оборотов.

35. 1) ${}_1^2\mathrm{H} + {}_1^2\mathrm{H} \to {}_1^3\mathrm{H} + p$; 2) ${}_1^2\mathrm{H} + {}_1^2\mathrm{H} \to {}_2^3\mathrm{He} + n$; 3) ${}_3^7\mathrm{Li} + p \to 2{}_2^4\mathrm{He}$; 4) ${}_{13}^{27}\mathrm{Al} + {}_1^2\mathrm{H} \to {}_{13}^{28}\mathrm{Al} + p$.

36. Силы электрического отталкивания α-частицы и ядра пропорциональны Z.

37. $6{,}4\cdot 10^{-7}$ мг.

38. 1) ${}_1^2\mathrm{H} + \gamma \to p + n$; 2) $p + n \to {}_1^2\mathrm{H} + \gamma$; 3) ${}_4^9\mathrm{Be} + \gamma \to 2{}_2^4\mathrm{He} + n$; 4) ${}_7^{14}\mathrm{N} + n \to {}_6^{14}\mathrm{C} + p$; 5) ${}_4^9\mathrm{Be} + {}_1^2\mathrm{H} \to {}_5^{10}\mathrm{B} + n$.

39. 9,6 %.

40. Пусть до соударения скорость шара массы m_1 равна $\mathbf{v}_0$, а шар массы m_2 покоится. После соударения скорости шаров равны соответственно $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ (рис. 428). Суммарный импульс шаров равен $m_1\mathbf{v}_0$ (импульс второго шара равен нулю). После соударения суммарный импульс равен $m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2$. В силу закона сохранения импульса должно выполняться равенство

$$m_1\mathbf{v}_0 = m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2.$$

Перейдя от векторов к их модулям, получим

$$m_1 v_0 = m_2 v_2 - m_1 v_1$$

(векторы $m_1\mathbf{v}_1$ и $m_2\mathbf{v}_2$ направлены в противоположные стороны, поэтому модуль их суммы равен разности модулей векторов). С другой стороны, по закону сохранения энергии

$$m_1v_0^2 = m_1v_1^2 + m_2v_2^2.$$

Решая эти уравнения относительно v_1 и v_2, найдем долю начальной энергии, переданную шаром m_1 шару m_2:

$$\frac{m_2v_2^2}{m_1v_0^2} = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}.$$

Если положить $m = 1$ (масса нейтрона в а. е. м.), а $m_2 = A$ — масса ядра в а. е. м., получим в правой части $\frac{4A}{(1+A)^2}$.

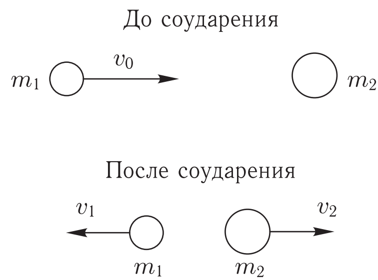


Рис. 428. К упражнению 40

41. После одного соударения нейтрона с протоном средняя энергия нейтрона равна половине начальной: $E_{\text{ср }(n=1)} = E_0\frac{1}{2}$. После n соударений

$$E_{\text{ср }(n)} = E_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^n.$$

42. 20 соударений.

43. Радиоактивные атомы, образовавшиеся за много периодов полураспада до конца облучения, к моменту окончания облучения уже все распадутся.

44. Пересекая пластинку, частица теряет часть своей энергии на ионизацию и возбуждение атомов среды. Ввиду этого скорость ее уменьшается и траектория сильнее искривляется магнитным полем. Следовательно, частица движется снизу вверх и заряжена положительно.

45. См. § 225.

46. 1,7 МэВ. 7,3 МэВ.

47. 234,1165 а. е. м.

48. Изменение энергии на 10 эВ соответствует изменению массы на 10^{-8} а. е. м. При точности измерения 10^{-6} а. е. м. изменение массы на 10^{-8} а. е. м. не может быть наблюдено.

49. Электроны.

50. 900 кВт.

51. В замедлителе выделяется около 8 % всей освобождаемой энергии.

52. Отражатель возвращает в реактор часть вылетающих нейтронов, это приводит к уменьшению критической массы.

53. а) Возрастает, б) постоянна, в) убывает.

54. Так как мощность реактора постоянна, то коэффициент размножения равен 1, т. е. из 2,5 нейтрона деления 1 вызывает новое

деление. 1,25 нейтрона захватываются, не вызывая делений. Остальные 0,25 нейтрона, т. е. 10 % всех нейтронов деления, вылетают наружу.

56. За время жизни одного поколения нейтронов число делений возрастает в k раз, за n поколений — в k^n раз. Число поколений, необходимых для возрастания числа делений в a раз, равно $n = \dfrac{\lg a}{\lg k}$, $n = 5500$, $t = 550$ с.

58. Пусть протон с массой m_p, кинетической энергией $W_к$ и импульсом $\mathbf{p}$ налетает на неподвижную мишень — протон (ядро атома водорода). Рассмотрим в общем виде реакцию образования одной или нескольких частиц (обозначим их все вместе как X) с суммарной массой m_X: $p + p \to p + p + X$. Наименьшая затрата начальной энергии (которая называется энергетическим порогом реакции) происходит тогда, когда после соударения все частицы в конечном состоянии движутся как единое целое с одинаковыми скоростями v в направлении начального импульса и все вместе несут этот импульс (в силу закона сохранения импульса). Тогда не надо еще дополнительно затрачивать энергию на их относительный разлет. Применим законы сохранения энергии и импульса релятивистской механики (199.4) и (200.3):

$$(W_к)_{порог} + m_p c^2 + m_p c^2 = (2m_p + m_X)\frac{c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (1)$$

$$p = (2m_p + m_X)\frac{\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (2)$$

где $\beta = v/c$, а полная энергия бомбардирующего протона $W_p = (W_к)_{порог} + m_p c^2$ связана с его импульсом p известным соотношением (см. (200.4))

$$W_p^2 = p^2c^2 + m_p c^4. \qquad (3)$$

Из соотношения (1) найдем

$$W_p = [(W_к)_{порог} + m_p c^2]^2 = \left[\frac{(2m_p + m_X)c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_p c^2\right]^2 =$$
$$= \frac{(2m_p + m_X)^2 c^4}{1-\beta^2} + m_p^2 c^4 - 2m_p c^4 (2m_p + m_X)\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

из соотношения (2) и (3)

$$W_p^2 = p^2c^2 + m_p^2 c^4 = \frac{(2m_p + m_X)^2 \beta^2 c^4}{1-\beta^2} + m_p^2 c^4.$$

Приравнивая эти выражения, находим

$$\frac{(2m_p + m_X)^2 c^4 (1-\beta^2)}{1-\beta^2} = 2m_p c^4 (2m_p + m_X)\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

или

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{2m_p + m_X}{2m_p}.$$

Тогда из (1) следует, что

$$(W_{\text{к}})_{\text{порог}} = \frac{(2m_p + m_X)^2 c^2}{2m_p} - 2m_p c^2 = 2m_X c^2 \left(1 + \frac{m_X}{4m_p}\right).$$

Случай (а): $p + p \to p + p + \pi^0$; $m_X = m_{\pi^0} = 135$ МэВ/c^2. Тогда получаем

$$(W_{\text{к}})_{\text{порог для } \pi^0} = 2m_{\pi^0} c^2 \left(1 + \frac{m_{\pi^0}}{4m_p}\right) = 2{,}072 \cdot 135 \text{ МэВ} \approx 280 \text{ МэВ}.$$

Случай (б): $p + p \to p + p + \widetilde{p} + p$; $m_X = 2m_p = 1877$ МэВ. Тогда получаем

$$(W_{\text{к}})_{\text{порог для } \widetilde{p}p} = 4m_p c^2 \left(1 + \frac{1}{2}\right) = 6m_p c^2 \approx 5630 \text{ МэВ}.$$

59. 68 МэВ.
60. 0,8 МэВ.

Заключение

Изучение физических явлений не только знакомит нас с обширным кругом фактов, но и открывает закономерности, которым подчиняются эти явления, и таким образом дает возможность управлять явлениями. Более того, находя законы явлений, определяющих количественные связи между различными их сторонами, мы обнаруживаем и причинные связи между явлениями. Так возникают физические теории, позволяющие не только проникнуть во внутренний смысл найденных закономерностей, но и предвидеть новые, еще не наблюдавшиеся явления. Осуществляя условия, подсказанные теорией, мы проверяем на опыте правильность этих предсказаний; если опыт обнаруживает явления, предсказываемые теорией, то это укрепляет нашу уверенность в правильности теоретических представлений; в противном случае мы вынуждены пересмотреть теорию, дополнить или изменить ее или даже искать новое объяснение ранее наблюденным явлениям и закономерностям. Этот путь непрерывного развития науки, опирающейся на эксперимент и находящейся под контролем эксперимента, и приносит нам эту власть над природой, которой мы обязаны науке.

Развитие каждого раздела физики приводит к важным техническим приложениям. Знание законов механики твердых, жидких и газообразных тел сделало возможными все достижения современной строительной техники, начиная от грандиозных многоэтажных сооружений и кончая реактивными самолетами, каждая деталь устройства которых опирается на отчетливое понимание физических законов. Законы тепловых явлений положены в основу всей теплотехники, прошедшей грандиозный путь от машины Ползунова до современных двигателей внутреннего сгорания и реактивных двигателей огромной мощности. Вся современная электротехника — это техническое использование основных законов электродинамики и явления электромагнитной индукции. Современная радиотехника со всеми ее необозримыми применениями в радиосвязи, радиовещании, телевидении, радиоастрономии и т. д., начиная с грозоотметчика и первого радиотелеграфа А. С. Попова, опирается на дальнейшее развитие электродинамики, предсказавшей и подтвердившей существование

электромагнитных волн. Наконец, возникшая лишь немногие десятки лет тому назад ядерная энергетика целиком основывается на тончайших экспериментальных исследованиях атомной физики и тех теоретических представлениях, с которыми связан научный прогресс в изучении атомного ядра.

Однако мы обязаны физической науке не только этими неоценимыми техническими применениями. Наше представление о реальном мире, т. е. наше *мировоззрение* в очень большой мере формируется под влиянием прогресса физических знаний, и, обратно, действительный прогресс физической науки возможен лишь на основе правильного материалистического мировоззрения. Развитие научных знаний всегда сопровождалось ожесточенной борьбой философских взглядов, которая в конечном счете является борьбой материализма с идеалистическим пониманием природы.

Материализм рассматривает явления внешнего мира как явления, существующие объективно независимо от познающего субъекта и управляемые объективными законами. По воззрениям идеалистов внешний мир оказывается в той или иной мере зависящим от познающего субъекта или управляющимся законами, познание которых в конечном счете недоступно. Идеализм в корне противоречит мировоззрению ученого, который видит свою основную задачу в познании законов природы и создании представлений, отражающих реальный мир, позволяющих управлять явлениями. Поэтому естественно, что неприкрытый идеализм, отрицающий объективность существующего мира и зачастую провозглашающий его непознаваемость, никогда не имел и не мог иметь успеха среди естествоиспытателей.

Развитие атомной и ядерной физики в наше время привело к открытию своеобразных законов, управляющих поведением элементарных частиц, входящих в состав ядра, атома и молекулы. Эти законы — законы квантовой механики — весьма отличаются от законов, установленных при наблюдении движения тел значительно большей массы, с которыми имеет дело обычная механика или астрономия. Напомним, что отдельные атомы и составляющие их ядра и электроны, а также другие частицы атомного и субатомного масштаба часто называют в физике *микрочастицами*. Когда речь идет о законах, которым подчиняются такие частицы, то говорят о законах *микромира*. О телах же, состоящих из огромного числа микрочастиц, говорят как о *макромире*, включая в это понятие не только окружающие нас тела обычных «человеческих» масштабов, но и такие гигантские тела, как звезды, планеты и другие астрономические

объекты. Пользуясь этой терминологией, можно сказать более точно: законы обычной механики макромира оказываются слишком грубыми для описания поведения указанных микрочастиц. Наоборот, законы квантовой механики применимы не только к микрочастицам, но и к обычным механическим явлениям. Но для этих последних квантовая механика приводит к результатам, совпадающим со следствиями обычной макромеханики, подтверждаемой опытом.

Таким образом, обычная механика должна рассматриваться как первое приближение к законам реального мира, достаточное при изучении движения макротел; квантовая же механика есть дальнейшее, улучшенное приближение, т. е. более общая теория, включающая в себя обычную механику всякий раз, когда речь идет о движении макротел, т. е. масс, очень больших по сравнению с массами микрочастиц. Следует, однако, отметить, что в физике макромира известны и такие явления, которые нашли себе объяснение только в квантовой механике. К ним относятся, например, явления сверхпроводимости в твердых телах и сверхтекучести в сжиженном гелии.

Современная наука каждым новым достижением показывает правильность материалистических представлений и все глубже раскрывает их. Использование в больших масштабах атомной (точнее говоря, ядерной) энергии, получение весомых количеств новых несуществующих в естественных условиях элементов (трансурановые элементы) и ряд других достижений современной ядерной физики являются лучшей, практической проверкой тонких и сложных положений современной физической теории. Именно такой материалистический путь, оправданный всем развитием науки, обеспечивает ее дальнейший прогресс.

Предметный указатель

Список литературы

1. Хайкин С. Э. *Физические основы механики.* — 2-е изд. — М.: Наука, 1971.
2. Стрелков С. П. *Механика.* — 3-е изд. — М.: Наука, 1975.
3. Калашников С. Г. *Электричество.* — 4-е изд. — М.: Наука, 1977.
4. Горелик Г. С. *Колебания и волны*: *Введение в акустику, радиофизику и оптику.* — 2-е изд. — М.: Физматгиз, 1959.
5. Ландсберг Г. С. *Оптика.* — 5-е изд. — М.: Наука, 1976.
6. Сивухин Д. В. *Общий курс физики*: В 5 т. Т. IV. *Оптика.* — 2-е изд. — М.: Наука, 1985.
7. Сивухин Д. В. *Общий курс физики*: В 5 т. Т. V. *Атомная и ядерная физика*: В 2 ч.
   Ч. 1. *Атомная физика.* — М.: Наука, 1986.
   Ч. 2. *Ядерная физика.* — М.: Наука, 1989.
8. Угаров В. А. *Специальная теория относительности.* — 2-е изд. — М.: Наука, 1977.
9. Окунь Л. Б. *Понятие массы*: *Масса, энергия, относительность* // Успехи физических наук. 1989. Т. 158, вып. 3.

Экспериментальное обеспечение наглядного обучения

10. *Лекционные демонстрации по физике* / Под ред. В. И. Иверoновой. — 2-е изд. — М.: Наука, 1967.

Самостоятельная экспериментальная работа учащихся

11. *Физический практикум*: В 2 т. Т. 1. *Механика и молекулярная физика* / Под ред. В. И. Иверoновой. — 2-е изд. — М.: Наука, 1967.
12. *Физика*: Пер. с англ.: В 4 ч. / Под ред. С. А. Ахматова. — М.: Наука, 1973–1974.

Учебное издание

ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ УЧЕБНИК ФИЗИКИ

Том 3

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ. ОПТИКА. АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Редактор *М.Н. Андреева*

Подписано в печать 21.07.04. Формат 84×108/32.
Бумага типографская. Печать офсетная. Усл. печ. л. 34,44.
Уч.-изд. л. 37,38. Тираж 3000 экз. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
http://www.fml.ru

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ФГУП «Производственно-издательский комбинат ВИНИТИ»
140010, г. Люберцы, Московская обл., Октябрьский пр-т, 403

ISBN 978-5-9221-0351-0

9 000000 000000